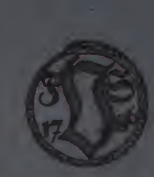
DIE WISSENSCHAFT

EINZELDARSTELLUNGEN AUS DER NATURWISSENSCHAFT UND DER TECHNIK · BD. 2

G. C. SCHMIDT

DIE KATHODENSTRAHLEN



FRIEDR. VIEWEG & SOHN BRAUNSCHWEIG







DIE WISSENSCHAFT

SAMMLUNG
NATURWISSENSCHAFTLICHER UND MATHEMATISCHER
MONOGRAPHIEN

ZWEITES HEFT

DIE KATHODENSTRAHLEN

VON

G. C. SCHMIDT

PROFESSOR DER PHYSIK AN DER UNIVERSITÄT KÖNIGSBERG

ZWEITE VERBESSERTE UND VERMEHRTE AUFLAGE

MIT 50 EINGEDRUCKTEN ABBILDUNGEN

BRAUNSCHWEIG
DRUCK UND VERLAG VON FRIEDRICH VIEWEG UND SOHN
1907

DIE

KATHODENSTRAHLEN

VON

G. C. SCHMIDT

PROFESSOR DER PHYSIK AN DER UNIVERSITÄT KÖNIGSBERG

ZWEITE VERBESSERTE UND VERMEHRTE AUFLAGE

MIT 50 EINGEDRUCKTEN ABBILDUNGEN

BRAUNSCHWEIG

DRUCK UND VERLAG VON FRIEDRICH VIEWEG UND SOHN

1907



Published April 23, 1907.

EINLEITUNG.

Als ich vor ungefähr zwei Jahren in der Chemischen Zeitschrift eine kurze Darstellung veröffentlichte, wie man zu dem Begriff des „Elektrons“ gekommen sei und welche Rolle dasselbe in der Elektrizitätslehre und Optik spiele, da wurde ich von den verschiedensten Seiten um einen Separatabzug gebeten, so daß mein Vorrat bald erschöpft war. Schon damals faßte ich den Plan, den Aufsatz zu erweitern und in Form eines kleinen Buches erscheinen zu lassen. Auf diesen Plan kam ich zurück, als die Verlagsbuchhandlung von Friedr. Vieweg u. Sohn die Aufforderung an mich richtete, ein Heft für ihre Sammlung: „Die Wissenschaft“, zu schreiben.

Auf das Elektron werden heute nicht nur eine große Anzahl von optischen und elektrischen Erscheinungen zurückgeführt, es scheint auch von fundamentaler Bedeutung für die Chemie, einzelne Teile der Meteorologie und, falls sich die neueren Arbeiten über die physiologischen Wirkungen des Radiums bestätigen sollten, der Medizin werden zu sollen. Ich glaube, daß daher gerade für Chemiker, Mediziner usw. eine leicht verständliche Abhandlung über dieses Gebiet erwünscht sein wird. Da ich auf diese Kreise besonders Rücksicht nehmen wollte, so mußte ich mich in der Darstellung hiernach richten. Mathematische Entwickelungen treten infolgedessen ganz in den Hintergrund, vielmehr habe ich durch Analogien die obwaltenden Beziehungen klar zu

machen gesucht. Ferner habe ich aus demselben Grunde nur die elementarsten Kenntnisse in der Physik vorausgesetzt und in den einleitenden Kapiteln die später in Betracht kommenden optischen Erscheinungen, elektrolytischen Vorgänge und deren Theorie kurz geschildert.

Wie schon der Titel besagt, habe ich mich auf die Kathodenstrahlen beschränkt. Daß ich trotzdem bei der großen Anzahl der hierhingehörigen Arbeiten nur eine beschränkte Auswahl berücksichtigt habe, liegt auf der Hand. Ebenso macht die Literaturübersicht am Schlusse auf Vollständigkeit keinen Anspruch.

Herrn Professor E. Wiedemann und Herrn Dr. A. Wehnelt, welche sich der großen Mühe unterzogen haben, eine Korrektur zu lesen und dabei zahlreiche Verbesserungen angebracht haben, sage ich an dieser Stelle meinen besten Dank.

Erlangen, den 16. Februar 1904.

Der Verfasser.

In der vorliegenden zweiten Auflage habe ich die neueren Arbeiten über Kathodenstrahlen und über das Elektron, soweit sie in den Rahmen des Buches passen, berücksichtigt. Einzelne kleine Fehler der ersten Auflage, auf welche mich Fachkollegen gütigst aufmerksam gemacht haben, sind ausgemerzt worden.

Königsberg, den 15. Februar 1907.

Der Verfasser.

INHALTSVERZEICHNIS.

Erstes Kapitel.

Das Wesen des Lichtes. Der Äther.

Aus der Tatsache, daß jeder leuchtende Körper in uns die Empfindung der Helligkeit hervorruft, muß man schließen, daß derselbe der Sitz einer Energie ist, welche sich in irgend einer Weise auf unsere Sehnerven überträgt.

Ganz allgemein kann die Übertragung einer Energie von einem Punkte des Raumes auf einen anderen in zweierlei Weise erfolgen, nämlich erstens dadurch, daß die Energiequelle oder Teile derselben den Weg zwischen beiden Punkten durchlaufen, oder zweitens dadurch, daß die Energiequelle in einem zwischen beiden Punkten befindlichen elastischen Mittel Veränderungen hervorruft, die sich von Teilchen zu Teilchen fortpflanzen und so in große Entfernungen gelangen, ohne daß dabei weder Teilchen des fortpflanzenden Mediums noch Teilchen der Energiequelle sich weit vom anfänglichen Orte entfernen.

Unsere Geruchsempfindungen z. B. werden erregt durch unmittelbare Überführung von Teilchen des Riechstoffes zu den Geruchsorganen. Unser Gehör dagegen empfängt seine Eindrücke durch die zweite Art der Fortpflanzung. Durch Anstreichen wird z. B. eine Violinsaite in hin und her gehende Bewegungen — Schwingungen — versetzt, welche der berührenden Hand als leises Schwirren fühlbar sind. Die Bewegung teilt sich anfangs den der Saite zunächst gelegenen Luftteilchen mit; indem die letzteren ebenso oft hin und her schwingen, verhalten sie sich gegenüber einer folgenden Luftschicht wie die gestrichene Saite selbst und versetzen die Luftschicht ebenfalls in schwingende Bewegung. Auf diese Weise pflanzt sich die Schwingung fort

und erregt endlich die Gehörnerven. Dabei dringen weder Teilchen der Saite selbst noch auch Teilchen der die Saite unmittelbar umgebenden Luft bis zum Ohre; sie müßten ja sonst, da der Schall in jeder Sekunde 333 m durchläuft, mit einer Geschwindigkeit an das Trommelfell anprallen, welche diejenige des heftigsten Orkans weit übertrifft.

Es fragt sich nun, mit welcher Art der Übertragung haben wir es bei den optischen Erscheinungen zu tun?

Die älteren Physiker vertraten fast ausschließlich die Anschauung, daß das Licht sich auf die erste Weise fortpflanze. Nach ihnen sollte das Licht aus kleinen materiellen Teilchen bestehen, die mit sehr großer Geschwindigkeit von den leuchtenden Körpern ausgestoßen würden und in gerader Linie durch den Raum hinflögen. Dies ist der wesentliche Kern der sogenannten Emissionstheorie. Auf Grund dieser Anschauung suchte Newton alle damals bekannten optischen Erscheinungen zusammenzufassen und einheitlich zu erklären. Allerdings gelang ihm dies erst durch Hinzunahme einer Reihe von Hilfshypothesen; z. B. mußte er zur Erklärung der Brechung annehmen, daß die stärker brechenden Körper eine größere Anziehung auf die Lichtkörperchen ausübten als die weniger brechenden, so daß in dem Augenblicke, wo ein solches Körperchen in schräger Richtung an der Oberfläche eines dichteren Mediums anlangt, die Richtung seiner Bahn sich der zur Oberfläche Senkrechten nähert, wie es ja auch tatsächlich der Fall ist. Das Umgekehrte geschieht beim Austritt aus einem optisch dichteren in ein optisch dünneres Medium. Nach der Emissionstheorie müßte also die Geschwindigkeit des Lichtes in optisch dichteren Körpern größer sein als in optisch dünneren. Diese Folgerung ist durch die Versuche widerlegt. Da außerdem das ganze Gebäude der Emissionstheorie viel zu künstlich war und die Erklärungen der einzelnen Erscheinungen nicht befriedigen konnten, so ist sie allgemein verlassen.

Ziemlich gleichzeitig mit Newton hatte Huygens seine optischen Untersuchungen begonnen und eine andere Theorie über die Fortpflanzung des Lichtes aufgestellt. Nach derselben — der sogenannten Undulationstheorie — breitet sich dasselbe in ähnlicher Weise wie der Schall aus. Da aber anders wie beim Schall bei allen optischen Erscheinungen die ponderablen Medien nicht die wesentliche Rolle der Vermittelung übernehmen

können, denn auch im luftleeren Raume, in welchem ponderable Materie fehlt, treten die genannten Erscheinungen auf, so wies Huygens einem unwägbaren Medium, welches Äther genannt wurde, die Vermittlerrolle zu.

Trotz der mannigfachsten Versuche der bedeutendsten Physiker, Fresnel, Neumann, Maxwell, Helmholtz, Lord Kelvin u. a., die Eigenschaften und den Bau des Äthers zu ergründen, sind unsere Kenntnisse über denselben sehr dürftig. Jedenfalls ist seine Dichte sehr klein, nach Grätz (1885) ist sie ungefähr 10^{-17}, bezogen auf Wasser. Die Masse eines der Erdkugel gleichen Volumens würde demnach nur 10000000 kg betragen.

Die Veränderungen im Äther, auf die wir, wie erwähnt, die optischen und außerdem noch die magnetischen und elektrischen Erscheinungen, sowie die der strahlenden Wärme zurückführen, können von zweierlei Art sein, nämlich erstens statische Veränderungen, bestehend in inneren Substanzverschiebungen, die vielleicht mehr oder weniger analog sind den elastischen Deformationen, wie sie beim Ziehen eines Kautschukstreifens auftreten, und zweitens dynamische Veränderungen, d. h. im Äther vor sich gehende Bewegungen. Von den letzteren sind die sogenannten periodischen besonders wichtig; wir verstehen darunter Bewegungen, bei denen die einzelnen Teilchen nach einer gewissen Zeit — einer Periode — wieder in ihre ursprüngliche Lage und in ihren ursprünglichen Zustand zurückkehren. Solche Bewegungen nennen wir Schwingungen.

Von den Vorgängen hierbei geben uns die Wasserwellen ein anschauliches Bild. Wirft man einen Stein in ein stehendes Gewässer, so sieht man um die getroffene Stelle eine ringförmige Vertiefung entstehen, welche sich mit konstanter Geschwindigkeit immer weiter ausbreitet. Unterdessen hat sich dort, wo zuerst eine Vertiefung vorhanden war, eine Erhöhung gebildet; indem dieselbe ins ursprüngliche Niveau zurücksinkt, erzeugt sie in einem Kreise ringsum eine wallförmige Erhöhung, welche der vorausgegangenen Vertiefung mit gleicher Geschwindigkeit auf dem Fuße folgte. Während die Flüssigkeit an der getroffenen Stelle ihre auf und ab schwankende Bewegung fortsetzt, scheinen aus diesem Mittelpunkte immer neue vertiefte und erhöhte Wellenringe, sogenannte Wellenberge und Wellentäler,

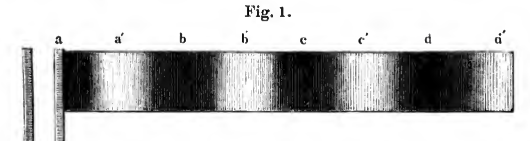
auszugehen. Dadurch, daß diese sich immer weiter ausbreiten, erwecken sie den Anschein, als ob die Flüssigkeit vom Mittelpunkte nach allen Seiten hin wegströmt.

Daß solche strömende Bewegung nicht stattfindet, davon kann man sich leicht überzeugen, wenn man ein auf dem Wasser schwimmendes Stück Holz, Kork usw. genauer verfolgt. Dasselbe wird, während die Wellenberge und Wellentäler unter ihm fortziehen, bloß auf und ab geschaukelt, ohne sich merkbar von seiner ursprünglichen Stelle zu entfernen.

Da somit das Holzstückchen nur auf und ab schwingt, so müssen die es tragenden Wasserteilchen eine ähnliche Bewegung ausführen, also ebenfalls auf und ab schwingen, während die Welle sich horizontal fortpflanzt. Die Bewegung der Teilchen steht also senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung der Wellen. Solche Wellen nennen wir deswegen transversale.

Mit einer ganz anderen Art von Wellen haben wir es bei den akustischen Wellen in der Luft zu tun. Die beistehende Fig. 1 möge zur Erläuterung des Zustandekommens derselben

Fig. 1.



dienen. Schwingt eine Stimmgabel, so verdichtet und verdünnt sie durch ihre Bewegung die sie umgebende Luft und diese kommt in Schwingungen. Die Verdichtungen und Verdünnungen schreiten durch die Luft fort, so daß in jeder Richtung an jeder Stelle Verdichtungen und Verdünnungen aufeinander folgen. Wenn die Zinke z. B. nach rechts sich bewegt, so verdichtet sie die Luft dadurch, daß sie die Luft vor sich hinschiebt; schnellt die Zinke wieder zurück, so wird die Verdichtung sich wieder auszugleichen suchen. Aber ebenso wie die Zinke über ihre ursprüngliche Gleichgewichtslage sich nach links bewegt, ebenso geht die Verdichtung der Luft an dieser Stelle in eine Verdünnung über. Gleichzeitig breitet sich aber die Verdichtung weiter nach rechts aus. Die Luftteilchen schwingen hierbei in der Fort-

pflanzungsrichtung der Welle. Wir nennen diese Wellen deswegen longitudinale.

Wie erwähnt, stellte Huygens die Theorie auf, daß das Licht im Äther sich in ähnlicher Weise fortpflanzt wie der Schall in der Luft, also in longitudinalen Wellen. Mit dieser Theorie sind aber die Polarisationserscheinungen nicht in Einklang zu bringen. Ein Lichtstrahl nämlich, welcher nur Längsschwingungen enthielte, müßte rings um seine Fortpflanzungsrichtung die gleiche Beschaffenheit zeigen. Bei den polarisierten Lichtstrahlen treten aber seitliche Verschiedenheiten auf. Somit kann die ursprüngliche Huygenssche Theorie nicht aufrecht erhalten werden. Dagegen lassen sich alle optischen Erscheinungen einheitlich zusammenfassen, wenn wir annehmen, daß das Licht sich in transversalen Wellen fortpflanzt. Trotzdem die so abgeänderte Undulationstheorie durch Maxwell, Hertz u. a. in mannigfacher Weise in den letzten Jahren modifiziert worden ist, so ist ihr Kern, nämlich daß das Licht sich in transversalen Wellen im Äther ausbreitet, doch geblieben.

Wir werden später sehen, daß man behufs Erklärung des Wesens der Kathodenstrahlen genau die gleichen Hypothesen aufgestellt hat wie beim Licht, nämlich die Undulationstheorie — und zwar sollten nach den einen die Kathodenstrahlen aus longitudinalen, nach den anderen aus transversalen Wellen bestehen — und die Emissionstheorie, die heutzutage ausschließlich das Feld behauptet.

Zweites Kapitel.

Neuere Ansichten über die Leitung der Elektrizität durch Elektrolyte.

Da die Kathodenstrahlen, wie wir später sehen werden, stets Elektrizität mit sich führen, so können wir uns offenbar nur dann ein einigermaßen vollständiges Bild von ihrer Natur machen, wenn wir ihre elektrische Ladung berücksichtigen.

Ausgehend von dem bewährten Grundsatze, daß Erscheinungen, deren Wesen wir noch nicht ergründet haben, uns verständlicher werden, wenn wir sie in Beziehung zu bekannten Tatsachen bringen, wollen auch wir die Natur der Kathodenstrahlen zu verstehen suchen, indem wir nach Analogien zwischen ihnen und anderen physikalischen Erscheinungen suchen. Neben den optischen kommen hierbei noch elektrische in Betracht. Es möge deshalb ein Kapitel über einige elektrische Erscheinungen und deren Erklärung eingeschaltet werden, soweit sie zum Verständnis der Kathodenstrahlen notwendig sind.

Man unterscheidet bekanntlich Nichtleiter bzw. schlechte und gute Leiter der Elektrizität. Die letzteren zerfallen wieder in Leiter erster Klasse, die beim Durchgange des elektrischen Stromes keine chemische Veränderung erleiden (Metalle), und Leiter zweiter Klasse, bei denen eine chemische Veränderung auftritt. Die letzteren, zu denen vor allem die Salze in gelöstem und geschmolzenem Zustande gehören, werden auch Elektrolyte genannt. Die Leiter erster Klasse in Draht- oder Blechform, welche den elektrischen Strom der elektrolytischen Zelle zuführen oder aus ihr abführen, heißen Elektroden, und zwar die positiv geladene die Anode, die andere die Kathode.

Sowohl für die Leiter erster als auch für die zweiter Klasse gilt das Ohmsche Gesetz: Die Stromstärke, d. h. die in der Zeiteinheit durch den Querschnitt eines Leiters fließende Elektrizitätsmenge ist direkt proportional der Potentialdifferenz (Spannungsdifferenz) und umgekehrt proportional dem Widerstande. An Stelle der Bezeichnung Potentialdifferenz gebraucht man auch häufig die nicht ganz korrekte Bezeichnung elektromotorische Kraft.

Das Ohmsche Gesetz ist ganz analog dem Fourierschen Gesetze der Wärmeleitung: Die Wärmemenge, die in der Zeiteinheit zwischen zwei benachbarten Querschnitten eines Körpers hindurchfließt, also der Wärmestrom, ist direkt proportional der Temperaturdifferenz und der Leitfähigkeit des Stoffes, aus dem der betreffende Körper besteht, oder was dasselbe ist, umgekehrt proportional dem Widerstande, den der betreffende Stoff der Ausbreitung der Wärme entgegensetzt. Der Temperaturdifferenz entspricht also die Potentialdifferenz, und ebenso wie die Wärme

nur von Stellen höherer Temperatur zu denen niederer fließt, ebenso fließt die Elektrizität stets von Stellen höheren Potentials zu denen niederen Potentials. Genau so wie die wärmebewegende Kraft der Temperaturdifferenz proportional ist, genau so ist auch die elektromotorische Kraft der Potentialdifferenz proportional. Stromstärke und Widerstand haben in beiden Fällen analoge Bedeutung. Es ist sogar nach dem Gesetze von G. Wiedemann das Wärmeleitungsvermögen eines Stoffes direkt proportional seiner Leitfähigkeit für Elektrizität. Die Einheit der Elektrizitätsmenge ist das Coulomb, die Einheit der Potentialdifferenz ist das Volt, die Einheit der Stromstärke das Ampere und die Einheit des Widerstandes das Ohm.

Lassen wir den elektrischen Strom durch irgend einen Elektrolyten hindurchgehen, so scheiden sich an den Elektroden zunächst dieselben Atome oder Atomgruppen ab, welche bei chemischen Reaktionen ausgetauscht werden, und zwar tritt stets eine Zweiteilung ein, mag der Bau des Elektrolyten noch so kompliziert sein. Das gelbe Blutlaugensalz K_4FeCy_6 zerfällt z. B. in K_4 und $FeCy_6$, und tatsächlich sind dies ja auch die Bestandteile, die sich bei chemischen Reaktionen umsetzen; Kupfersulfat zersetzt sich in Cu und SO_4, KCl in K und Cl usw. Die zwei Teile verhalten sich bei der Elektrolyse grundverschieden voneinander; der eine nämlich, welcher stets metallischer Natur ist, wandert zur Kathode, während der Rest der Verbindung zur Anode geht und hier häufig zerfällt oder sich mit der unzersetzten Verbindung in mannigfacher Weise umsetzt. Wie verwickelt die Reaktionen an der Anode sein können, möge das folgende Beispiel erläutern: Bleinitrat in wässeriger Lösung zerfällt primär in Pb und N_2O_6. Das letztere vereinigt sich mit dem überschüssigen Wasser zu Salpetersäure, wobei Sauerstoff frei wird, welcher das Bleinitrat zu Bleisuperoxyd oxydiert. Wir haben also folgende Gleichungen:

$$PbN_2O_6 = Pb + N_2O_6,$$
$$N_2O_6 + H_2O = 2\,HNO_3 + O,$$
$$Pb_2N_2O_6 + O + H_2O = 2\,HNO_3 + PbO_2.$$

Das erste quantitative Gesetz auf dem Gebiete der Elektrolyse fand Faraday im Jahre 1833, nämlich: Sendet man ein und denselben Strom durch verschiedene Elektrolyte, so werden stets äquivalente Mengen abgeschieden.

(Unter dem Äquivalentgewicht versteht man bekanntlich Atomgewicht dividiert durch die Valenz; Valenz ist die Zahl, welche angibt, wieviel Wasserstoffatome ein Element in der betreffenden Verbindung ersetzt oder mit wieviel Wasserstoffatomen es sich verbindet; z. B. ist das Eisen in $FeCl_2$ zweiwertig oder seine Valenz ist zwei, da es in der Verbindung HCl zwei Wasserstoffatome ersetzt; in $FeCl_3$ ist das Eisen dagegen dreiwertig.) Das *Faradaysche* Gesetz ist eins der genauesten Naturgesetze, von dem man bisher weder eine Ausnahme noch die geringste Abweichung kennt. *Faraday* nannte die Bestandteile der Verbindung, die sich nachher bei der Elektrolyse abscheiden, *Ionen*.

Man könnte sich nun die Vorstellung bilden — und diese ist auch tatsächlich lange die herrschende gewesen —, daß der elektrische Strom die Verbindung, in welcher der eine Bestandteil positiv, der andere negativ geladen sei, in ihre Ionen zerlege und sie dann nach der Anode bzw. Kathode triebe. Im Kupfersulfat z. B. sollte nach der eben erwähnten Auffassung das Kupfer positiv, das SO_4 negativ geladen sein. Der Strom nun sollte das Salz zerreißen, das $\overset{+}{Cu}$ nach der Kathode, das $\overset{-}{SO_4}$ nach der Anode führen nach dem bekannten Gesetz, daß gleichnamige Elektrizitäten sich abstoßen, ungleichnamige sich anziehen. Daß diese Auffassung nicht in allen Teilen richtig sein kann, geht aus folgendem Versuche hervor. Läßt man nämlich den Strom zwischen Kupferelektroden in Kupfersulfatlösung oder Zinkelektroden in Zinksulfat, Zinkchlorid- usw. Lösung hindurchgehen, so ergibt sich, daß schon bei der geringsten elektromotorischen Kraft der Strom durch den Elektrolyten hindurchgeht. Hingen das $\overset{+}{Cu}$ und $\overset{-}{SO_4}$ mit einer gewissen Kraft zusammen, so würde erst, wenn die elektrische Kraft größer als diese die Ionen zusammenhaltende Kraft wäre, ein Zerreißen der Verbindung und damit ein Stromdurchgang stattfinden. Aus der Tatsache, daß schon bei der geringsten elektrischen Kraft der Strom hindurchgeht, müssen wir also schließen, daß der Elektrolyt schon von vornherein wenigstens zum Teil in seine Ionen zerspalten ist, die nun ein ganz selbstständiges Dasein führen. Dieser Schluß ist schon im Jahre 1857 von dem Bonner Physiker *Clausius* gezogen. Es fragt sich nun, wie *weit* ist das Salz gespalten? Hierauf vermochte *Clau-*

sius keine Antwort zu geben, er glaubte, die Zahl der zerfallenen Moleküle sei sehr klein. Auf Grund einer Reihe von Gesetzen lehrte uns Svante Arrhenius in Stockholm im Jahre 1887 diese Zahl berechnen, und es ergab sich dabei, daß die wässerigen Lösungen der Salze und ebenso die der starken Säuren (HNO_3, HCl usw.) und Basen (KOH, $NaOH$) diese Stoffe zum kleinsten Teile als solche, zum größten Teile dagegen in ihre Ionen gespalten enthalten. Mit der Verdünnung nimmt die Zahl der zerfallenen Teilchen zu, bis schließlich bei unendlicher Verdünnung alle Elektrolyte, ja sogar nach neueren Untersuchungen vielleicht alle Stoffe vollkommen gespalten sind. Diese mit den früheren Anschauungen in einigem Widerspruch stehende Dissoziationstheorie von Arrhenius ist überaus fruchtbar gewesen, sie hat in der kurzen Zeit ihres Bestehens nicht nur die anorganische Chemie wesentlich umgestaltet, sondern auch großen Gebieten der Physik neue Gesichtspunkte geliefert.

Die Gründe, welche zugunsten der Dissoziationstheorie sprechen, können nur kurz gestreift werden, im wesentlichen sind es die folgenden:

1. Es ist keine Arbeit zur Trennung der Verbindungen in ihre Ionen nötig, wie vorhin ausführlich auseinandergesetzt worden ist.

2. Während Nichtelektrolyte, z. B. Zucker, in molekularen Mengen gelöst, alle gleichen osmotischen Druck zeigen, besitzen die Elektrolyte einen weit größeren, z. B. KCl in Wasser einen doppelt so großen. Hieraus geht hervor, daß doppelt so viele Moleküle in der Lösung enthalten sind im Vergleich zu einem Nichtelektrolyten. Während also Zucker in wässeriger Lösung aus den Molekülen $C_{12}H_{22}O_{11}$ besteht, zerfällt KCl in die Ionen K und Cl. Es sind dann tatsächlich, wenn wir molekulare Mengen lösen, doppelt so viel Moleküle in der Lösung vorhanden. Das gelbe Blutlaugensalz, K_4FeCy_6, das, wie aus der Elektrolyse hervorgeht, in vier Ionen K und $FeCy_6$ zerfällt, zeigt einen fünfmal so großen osmotischen Druck.

3. Sind die Salze in wässeriger Lösung zerfallen, so müssen alle ihre Eigenschaften sich aus zwei Größen zusammensetzen, von denen die eine nur von dem negativen Ion, die andere nur von dem positiven abhängt; dies ist auch tatsächlich der Fall, z. B. bei der Farbe, dem Brechungsvermögen, den Kapillaritätskonstanten, spezifischen Wärmen usw.



4. Sind die starken Basen, Säuren und Salze dissoziiert in wässeriger Lösung, so lautet die Neutralisationsgleichung z. B. bei KOH und HCl

$$\overset{+}{K} + \overset{-}{OH} + \overset{+}{H} + \overset{-}{Cl} = \overset{+}{K} + \overset{-}{Cl} + H_2O,$$

denn Wasser als Nichtelektrolyt ist nicht dissoziiert. Es entsteht also, gleichgültig, von welcher Säure und Base wir ausgehen, bei der Neutralisation immer dieselbe Verbindung, nämlich Wasser, es muß also auch stets dieselbe Wärmemenge frei werden, und dies ist auch ausnahmslos der Fall. Keine andere Theorie hat diese Tatsache bisher erklären können.

5. Vor allem sprechen rein chemische Erscheinungen zugunsten der Arrheniusschen Dissoziationstheorie. Chlorwasserstoff, durch Kälte in den flüssigen Zustand übergeführt, leitet den Strom nicht; er ist also nicht dissoziiert, d. h. H ist mit Cl verbunden, und beide können sich infolgedessen auch nur schwer mit anderen Substanzen umsetzen. Tatsächlich ist es auch ein ganz inaktiver Körper, der nicht einmal Kohlensäure aus kohlensaurem Kalk frei macht. Sobald man aber HCl in Wasser löst, wobei es in seine Ionen zerfällt, wird es zu einer der stärksten Säuren. Chloräthyl, C_2H_5Cl, ist ein Nichtelektrolyt und ein chemisch ganz indifferenter Körper, der mit Silbernitrat keinen Niederschlag von Silberchlorid gibt, während das Ion $\overset{-}{Cl}$ z. B. in HCl, NaCl, KCl usw. sofort mit $AgNO_3$ reagiert. Beinahe alle organischen Verbindungen (mit Ausnahme der organischen Säuren, Salze und Basen) sind so inaktiv, weil sie nicht in Ionen zerfallen sind, im Gegensatz zu den anorganischen Verbindungen, die in wässeriger Lösung mehr oder weniger dissoziiert sind.

Auf Grund des Vorhergehenden können wir uns jetzt das Bild, welches wir uns von dem Zustande eines Salzes in Lösung gemacht haben, vervollständigen. Wir knüpfen zu dem Zwecke am besten wieder an ein bestimmtes Beispiel an. In wässeriger Lösung besteht das Kupfersulfat zum Teil aus den unzersetzten $CuSO_4$-Molekeln und zum Teil aus den elektrisch geladenen Ionen $\overset{+}{Cu}$ und $\overset{-}{SO_4}$. Einige von den letzteren vereinigen sich miteinander, dafür zerfallen aber wieder, und zwar ebensoviele, $CuSO_4$-Moleküle, so daß das Gleichgewicht erhalten bleibt. Verdünnen wir die Lösung, so zersetzen sich einerseits mehr Moleküle, denn die „dissoziierende“ Kraft des Wassers nimmt wegen

seiner größeren Menge zu, andererseits entfernen sich jetzt auch die Ionen mehr voneinander, so daß in der Zeiteinheit nicht so viele zusammentreffen und sich vereinigen wie vorher. Die Dissoziation nimmt also zu, bis schließlich bei sehr großer Verdünnung das ganze Salz dissoziiert ist.

Tauchen wir in die Lösung eine Anode und Kathode aus Kupfer, so wandern natürlich nur die Ionen, denn diese allein sind geladen — das Molekül, welches einen positiven und einen negativen Bestandteil enthält, ist elektrisch indifferent und kann daher zum Elektrizitätstransport nichts beitragen. Nur die Ionen bewegen sich also zur Kathode bzw. Anode, und zwar, da sie voneinander getrennt sind, die positiv geladenen mit der ihnen eigentümlichen Geschwindigkeit und ebenso die negativen. Offenbar wird in der Zeiteinheit um so mehr Elektrizität von der positiven Elektrode zur negativen übergeführt, erstens je mehr Träger der Elektrizität, d. h. Ionen vorhanden sind, und zweitens je größer ihre Geschwindigkeit ist.

Verwickelter liegen die Verhältnisse, wenn das Metall, aus dem die Elektroden bestehen, nicht identisch ist mit dem metallischen Bestandteile der Verbindung, wenn wir z. B. H_2SO_4 zwischen Bleiplatten elektrolysieren. Die Schwefelsäure ist in der wässerigen Lösung zerfallen in die Ionen $\overset{+}{H_2}$ und $\overset{-}{SO_4}$. Elektrolysieren wir die Verbindung, so scheidet sich an der einen Elektrode Wasserstoff ab, an der anderen zerfällt das Ion $\overset{-}{SO_4}$ sofort in SO_3, welches sich mit dem überschüssigen Wasser zu Schwefelsäure verbindet, und in Sauerstoff, der das Blei zu Bleisuperoxyd oxydiert. Verbindet man die beiden Elektroden nach dem Stromdurchgange miteinander, so erhält man einen dem ursprünglichen Strome entgegengesetzt gerichteten, den sogenannten Polarisationsstrom. Da bei Gasentladungen eine derartige Polarisation mit Sicherheit bisher noch nicht nachgewiesen ist, so brauchen wir hierauf nicht näher einzugehen.

Da nach dem Faradayschen Gesetze durch ein und denselben Strom äquivalente Mengen eines Elektrolyten abgeschieden werden, so muß mit jedem Äquivalentgewicht, unabhängig von der chemischen Natur der Substanz, stets dieselbe Elektrizitätsmenge verbunden sein. Alle einwertigen Ionen, wie K, Na, H, Cl usw., enthalten die gleichen Elektrizitätsmengen; die zwei-

wertigen Ionen, wie Ba, Ca, Cu, besitzen die doppelte Elektrizitätsmenge, oder, anders ausgedrückt, die Valenzladungen, d. h. die mit einer Valenz verbundene Elektrizitätsmenge, sind stets gleich groß.

Drittes Kapitel.

Apparate zur Erzeugung von Kathodenstrahlen.

Die Kathodenstrahlen entstehen, wenn in sehr verdünnten Gasen die Elektrizität zwischen zwei Elektroden überfließt. Zur Erzeugung derselben sind also nötig: 1. Pumpen, welche das Vakuum herstellen, 2. Gefäße, welche evakuiert werden, 3. Elektrizitätsquellen. Für quantitative Versuche bedarf man außerdem noch: 4. Apparate zur Messung des Druckes und 5. Apparate zur Messung der Stromstärke und Potentialdifferenz.

Pumpen. Zum Evakuieren werden fast ausschließlich Quecksilberluftpumpen verwandt, von denen eine große Anzahl von Formen existieren. Sie beruhen alle auf zwei Prinzipien, nämlich erstens auf wiederholter Herstellung eines Torricellischen Vakuums, in das die Luft aus dem Rezipienten bzw. aus dem zu evakuierenden Gefäß entleert wird. Die gebräuchlichsten Formen stammen von Geissler und Töpler. Zum Vorpumpen, d. h. zur Herstellung eines Vakuums von 10 bis 20 mm, benutzt man vielfach Wasserstrahlpumpen, ferner in letzter Zeit die sehr bequemen Geryk-Ölluftpumpen oder die Rotationsölpumpe der Siemens-Schuckert-Werke u. a., welche die Luft in kurzer Zeit bis auf Bruchteile von Millimetern wegschaffen. Der Rest wird dann mit Hilfe der Quecksilberpumpe entfernt. In der Praxis, wo Röntgenröhren in großer Anzahl hergestellt werden, benutzt man ausschließlich automatisch wirkende Pumpen, von denen es ebenfalls eine große Anzahl von Formen gibt. Eine Reihe von Röntgenröhren, die sich in Heizkästen befinden, sind durch Glasröhren mit der Pumpe verbunden. Durch die Erwärmung, welche die sehr fest an das Glas anhaftende Luftschicht entfernt, und das fortwährende Pumpen wird ein sehr hohes Vakuum hergestellt.

Bei dem zweiten System von Pumpen (System Sprengel) drängt herunterfließendes Quecksilber Luft vor sich her und entfernt sie auf diese Weise allmählich aus dem zu evakuierenden Gefäß.

Die Sprengelschen Pumpen haben gegenüber den Geisslerschen manche Vorteile und manche Nachteile. Sie pumpen, wenn nicht mit anderen Pumpen vorgepumpt worden ist, viel langsamer, so daß es außerordentlich lange dauert, bis größere Gefäße leergepumpt werden. Dagegen schaffen sie die letzten Reste Luft viel schneller fort als die Geisslerschen. Ist das Vakuum schon sehr weit getrieben, so tritt zwischen den fallenden Quecksilbertropfen leicht eine elektrische Entladung ein; hierdurch wird das Glas des Fallrohres rauh, es wird „entglast“, und über kurz oder lang springt das Rohr. G. W. A. Kahlbaum, der mehrere handliche und billige derartige Pumpen konstruiert hat, ersetzt, um diesen Übelstand zu beseitigen, das Glasrohr durch ein solches aus Stahl.

Auf eine nähere Beschreibung der Pumpen soll hier nicht eingegangen werden, da die Einzelheiten der Konstruktion fast in jedem Laboratorium verschieden sind.

Ist das Gas oder sind die Wände des Entladungsrohres feucht, was meistenteils der Fall ist, so muß zwischen dem Rohre und der Pumpe ein Trockenmittel eingeschaltet werden. Hierzu benutzt man fast ausschließlich Phosphorsäureanhydrid. Um ein möglichst vollständiges Vakuum zu erhalten, bringt man in das Entladungsrohr ein paar Stücke Holzkohle und kühlt mittels flüssiger Luft ab. Bei dieser tiefen Temperatur werden dann die letzten Gasspuren adsorbiert.

Druckmessung. Drucke unter 5 mm werden in bekannter Weise mit einem Manometer gemessen. Sehr kleine Gasdrucke werden mit Hilfe des McLeodschen Manometers bestimmt, dem das folgende Prinzip zugrunde liegt. Das Gas eines gewissen bekannten Volumens V wird auf ein so kleines Volumen v zusammengedrückt, daß der schließliche Druck aus einer Quecksilberniveaudifferenz abgelesen werden kann. Entspricht die letztere einem Druck P, so gilt nach dem Boyle-Mariotteschen Gesetze $Vp = vP$, woraus sich der unbekannte Druck p leicht berechnen läßt. Das McLeodsche Manometer stellt die Fig. 2 dar. Die Röhre R steht mit dem Gasraume, in welchem der

herrschende Druck gemessen werden soll, in Verbindung. Durch Heben des mit Quecksilber gefüllten Gefäßes G wird zunächst das Volumen V von jenem Gasraume getrennt. Hebt man weiter, so wird das Gas komprimiert, und das Quecksilber steigt in die Röhre E oder sogar in die Kapillare K und gleichzeitig in den vertikalen Teil der Röhre R. Aus der Höhendifferenz des Quecksilbers in R und E, aus dem Anfangsvolumen $(V + E + K)$ und aus dem Endvolumen läßt sich nach obiger Formel leicht der Druck berechnen.

Fig. 2.

R K E V G

Entladungsröhren. Die zur Erzeugung von Kathodenstrahlen dienenden Gefäße haben eine sehr verschiedene Gestalt; im wesentlichen bestehen sie alle aus Glasröhren mit zwei eingeschmolzenen oder mit Siegellack eingekitteten Platin- oder Aluminiumdrähten, -scheiben, -kugeln usw., die als Elektroden dienen. Bei Verwendung von Siegellack muß man denselben vor der Erhitzung durch die Kathodenstrahlen schützen, da sonst das Vakuum schnell schlecht wird.

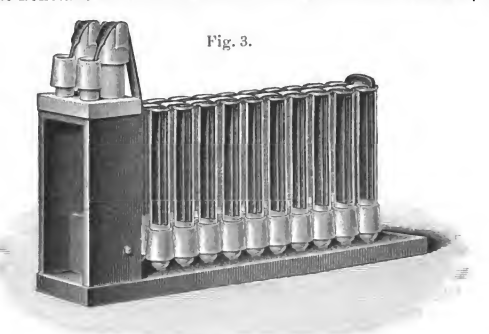
Um zu prüfen, ob das Entladungsrohr dicht ist, verwendet man zweckmäßig folgendes Verfahren. Man taucht dasselbe oder die Stelle, welche man für undicht hält, unter Wasser und verdichtet die Luft durch eine kleine Kompressionspumpe, z. B. Radfahrerpumpe. Bei der kleinsten Undichtigkeit steigen Luftperlen in die Höhe oder es bildet sich um die undichte Stelle eine einzige Luftblase, die allmählich beim weiteren Pumpen größer wird. Ein anderes Verfahren hat Goldstein angegeben.

Elektrizitätsquellen. Zur Erzeugung der Elektrizität verwendet man Induktionsapparate, Elektrisiermaschinen und Akkumulatorenbatterien. Die Induktionsapparate geben unterbrochene Ströme, und ihre Verwendung ist daher in den letzten Jahren sehr in den Hintergrund getreten. Sehr hohe elektromotorische Kräfte und recht beträchtliche Stromstärken liefern die Influenzmaschinen von Töpler mit 20 und mehr rotierenden Scheiben. Das Prinzip derselben ist im wesentlichen dasselbe wie das der kleineren Influenzmaschinen. Die Hochspannungs-

dynamomaschine liefert im Maximum 3000 Volt und 0,1 Amp., ihre Spannung ist aber nicht absolut konstant.

Bei weitem die meisten Untersuchungen werden in jüngster Zeit mit der Hochspannungsbatterie angestellt, denn diese liefert absolut konstante elektromotorische Kräfte und Stromstärken, die

Fig. 3.



sich innerhalb weiter Grenzen variieren lassen. Für die Batterie kommen zwei Typen in Betracht, nämlich die *Zehndersche* Anordnung und das Modell der Technischen Reichsanstalt. Die erstere (Fig. 3), welche von *Klingelfueß* in Basel in den Handel gebracht wird, besteht aus Reagenzröhren, in die als Pole Bleibügel mit gerippten Schenkeln tauchen. Der eine Schenkel ist mit schwammigem Blei, der andere mit Bleisuperoxyd überzogen. In dem Gläschen befindet sich verdünnte Schwefelsäure und zwei dünne Glasröhrchen, welche die Berührung der Platten verhindern. Auf die Schwefelsäure wird etwas Öl geschichtet, damit die Säure beim Laden nicht verspritzt. Die Gläser befinden sich behufs guter Isolation in Porzellannäpfchen, welche Öl enthalten, und sind dicht nebeneinander angeordnet.

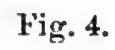
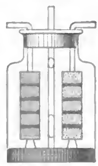


Fig. 4.



Der Flaschenakkumulator (Fig. 4) der Technischen Reichsanstalt, von *Bornhäuser* in Ilmenau in den Handel gebracht, besteht aus einer weithalsigen Flasche, in neuerer Zeit aus parallelepipedischen Glasgefäßen, deren Boden mit Hartpech bedeckt ist,

in dem sich zwei Porzellannäpfchen befinden. Auf diesen ruhen die Pole, Parallelepipede aus Blei bzw. Bleisuperoxyd, die mit Bleistreifen versehen sind. Ein Glasrohr in der Mitte dient zur Füllung der Flasche mit verdünnter Schwefelsäure. In demselben ist oben eine Öffnung angebracht, damit die beim Laden sich bildenden Gase entweichen können. Die Flaschen werden in Kästen in ähnlicher Weise wie in Fig. 3 angeordnet.

Zum Laden der Batterie werden die einzelnen Kästen parallel geschaltet. Schaltet man sie nachher hintereinander, so erhält man Ströme von sehr hoher Spannung.

Das Modell der Technischen Reichsanstalt hat vor der Zehnderschen Anordnung den Vorzug, daß es eine viel größere Kapazität besitzt, d. h. es liefert größere Elektrizitätsmengen. Dagegen ist es teurer und nimmt auch bedeutend mehr Raum in Anspruch. Dazu kommt noch, daß ein schadhaftes Element viel schwerer entfernt werden kann, da Element mit Element verlötet werden muß.

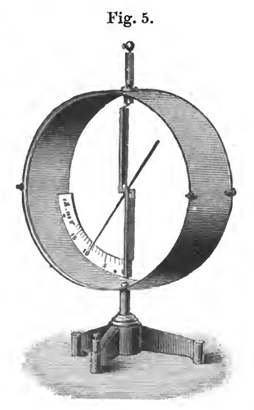
Die von der Batterie kommenden Ströme werden, bevor sie in das Entladungsrohr treten, durch Widerstände geleitet. Hierzu verwendet man, nach dem Vorgange von Hittorf, Röhren mit einer Lösung von Jodcadmium in Amylalkohol zwischen Cadmiumelektroden. Je nach der Weite der Röhren, der Entfernung der Elektroden voneinander und der Konzentration der Lösung ist der Widerstand größer oder kleiner und kann durch Variieren des Abstandes der Elektroden voneinander leicht geändert werden.

Meßapparate. Zur Messung der Stromstärken und elektromotorischen Kräfte dienen eine große Reihe von verschiedenen Apparaten, die hier nicht im einzelnen beschrieben werden können. Zur Messung von kleinen Stromstärken dienen Galvanometer und Milliamperemeter. Zur Messung von elektromotorischen Kräften kommen besonders die Quadrant- und Braunschen Elektrometer in Betracht. Die letzteren mögen hier etwas eingehender beschrieben werden, da ihrer im folgenden häufig Erwähnung geschieht; sie bestehen (Fig. 5) aus einer isolierten Messingstange, welche in der Mitte zweimal rechtwinklig gebogen und mit einem Schlitz versehen ist; in dem letzteren ist der Zeiger angebracht. Unten ist die Skala befestigt, während oben ein Knopf zur Zuführung der Elektrizität dient. Das metallische Gehäuse wird zur Erde abgeleitet (in der Figur ist die vordere und hintere

Zinkschutzplatte weggelassen). Ladet man das Elektrometer durch Berühren mit einem elektrisierten Körper, so schlägt der Zeiger aus und gibt die Spannung an. Genaueres über Konstruktion von Galvanometern und Elektrometern findet man in jedem Lehrbuche der Physik.

Die Gase. Um das Verhalten der Entladung bei Gegenwart von anderen Gasen außer atmosphärischer Luft zu untersuchen, werden die Entladungsröhren mit den betreffenden Gasen mehrere Male hintereinander gefüllt und ausgepumpt. Zur Darstellung von Stickstoff kann man aus der atmosphärischen Luft die Kohlensäure durch Absorption mittels Kali- oder Natronlauge und den Sauerstoff durch Überleiten über glühendes Kupfer entfernen. Der so dargestellte Stickstoff enthält Spuren von Argon. Oder man läßt zu einer erwärmten konzentrierten Lösung von Salmiak allmählich eine Lösung von Kaliumnitrit zufließen:

Fig. 5.



$$NH_4Cl + KNO_2 = KCl + NH_4NO_2$$

$$NH_4NO_2 = N + 2H_2O.$$

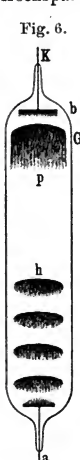
Den so gewonnenen Stickstoff trocknet man und leitet ihn über eine glühende Schicht von Kupfer zur Entfernung von Spuren von Sauerstoff und Stickstoffsauerstoffverbindungen. Wasserstoff und Sauerstoff stellt man sich am besten elektrolytisch durch Zersetzung von verdünnter Schwefelsäure dar. Die so gewonnenen Gase können dann noch auf verschiedene Weise weiter gereinigt werden. Sauerstoff kann man auch durch Erhitzen von Quecksilberoxyd gewinnen. Von Villard ist ein Verfahren angegeben worden, um absolut reinen und trockenen Wasserstoff in die Entladungsröhren einzuführen. Kohlensäure gewinnt man durch Zersetzung von kohlensaurem Calcium mittels Säuren und Reinigung des Gases.

Viertes Kapitel.

Die Entladung in verdünnten Gasen. Die Kathodenstrahlen.

Zur Untersuchung der Entladungserscheinungen, d. h. der Erscheinungen, die beim Durchgange der Elektrizität in verdünnten Gasen auftreten, bedient man sich am besten einer Entladungsröhre. Verbindet man die beiden Elektroden mit einer Hochspannungsbatterie, Influenzmaschine oder einem Induktorium, und pumpt allmählich aus, so geht die Elektrizität erst von einem gewissen Drucke an und zwar anfangs in Form eines feinen Lichtstreifens über. Bei ungefähr 1 mm hat man ein anderes Bild (Fig. 6). Um die Anode a breiten sich, wenn der Gasinhalt aus Luft besteht, rötliche Schichten aus, die durch einen, je nach der Weite des Rohres, bis zu mehreren Millimetern breiten dunkeln Raum von der Glaswand getrennt sind. Es ist dies das sogenannte „positive Licht". Auf dasselbe folgt ein größerer dunkler Raum ph, der sogenannte Faradaysche dunkle Raum, auch dunkler Trennungsraum genannt. Unmittelbar um die Kathode K lagert sich eine kleine leuchtende gelbe Schicht b, auf die ein kleiner dunkler Raum (dunkler Kathodenraum) folgt. An diesen schließt sich violettes Licht G, das sogenannte negative Glimmlicht an.

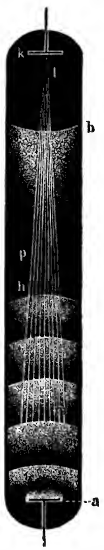
Fig. 6.



Ist das Entladungsrohr nicht mit Luft, sondern mit einem anderen Gase gefüllt, so sind die allgemeinen Erscheinungen ungefähr dieselben, nur die Farben sind anders und zwar treten Spektren auf, die für jedes Gas charakteristisch sind. Besonders glänzend sind die Farben in einigen Metalldämpfen, so ist z. B. in Zinkdampf das Glimmlicht violett, die positiven Schichten sind rötlich und die Kuppen derselben violett, und ebenso findet man beim Cadmium beinahe alle Farben von Rosa bis Violett vertreten (E. Wiedemann und G. C. Schmidt).

Außer von dem Gasinhalte hängen die Farben des Lichtstromes auch von der Stromdichte ab. Verdünnter Wasserstoff leuchtet z. B. in engen Röhren prachtvoll purpurrot, während in den weiteren Teilen die Farbe weißlich blaugrün erscheint. Stickstoff leuchtet in engen Röhren blau und in weiten Röhren bei kleinen Stromstärken rot, bei größeren gelb, indem im Spektrum namentlich eine gelbe Bande, die schon von vornherein vorhanden war, immer intensiver wird.

Fig. 7.



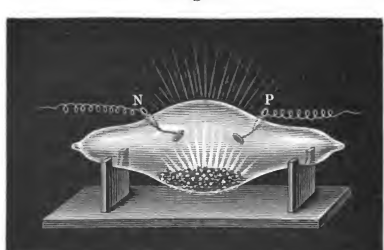
Läßt man den Strom längere Zeit durch ein und dieselbe Entladungsröhre hindurchgehen, so bedeckt sich bald die Glaswand in der Nähe der Kathode mit einem metallischen Anflug, während gleichzeitig die Kathode rauh wird. Die Farbe des Anflugs entspricht der des fein verteilten Metalles der Elektrode. Am wenigsten wird Aluminium zerstäubt; deswegen benutzt man, wenn irgend möglich, dieses Metall als Elektrode.

Evakuiert man beträchtlich tiefer, so erscheint ein anderes Bild (Fig. 7). Das Glimmlicht schiebt sich immer weiter vor und drängt die positiven Schichten zurück. In der Mitte der Kathode tritt ein violetter Lichtbüschel *l* auf, welcher bei weiterer Verdünnung sich immer weiter in das Rohr erstreckt. Er durchdringt das Glimmlicht *b*, welches verwaschener und unscheinbarer wird und durchsetzt den Faradayschen dunkeln Raum *ph* und die positiven Schichten. Diese Strahlen sind die von Plücker entdeckten Kathodenstrahlen, die man auch zuweilen Hittorfsche Strahlen und in England vielfach Crookessche Strahlen nennt. Die Haupteigenschaften derselben sind von Hittorf im Jahre 1869 in seiner grundlegenden Abhandlung: Über die Elektrizitätsleitung in Gasen, festgestellt worden. Diese Arbeit fand nicht die Beachtung, welche sie verdiente; so konnte es kommen, daß Crookes im Jahre 1874 im wesentlichen dieselben Erscheinungen wie Hittorf fand und als neu beschrieb. Hat somit auch Crookes nicht viel Neues auf diesem Gebiete entdeckt, so gebührt ihm doch das große Verdienst, durch eine Reihe von glänzenden Vor-

lesungsversuchen dies Gebiet mit zu dem populärsten der ganzen Physik gemacht zu haben. Hierzu trug auch wohl viel bei die von ihm behufs Erklärung der aufgefundenen Erscheinungen aufgestellte, scheinbar sehr phantastische Hypothese, nach der die Materie in den Entladungsröhren sich in einem vierten Aggregatzustande befinden sollte, nämlich im Zustande der strahlenden Materie, da sie gewisse Eigenschaften zu besitzen schien, welche an Licht- und Wärmestrahlen erinnern. Diese Hypothese werden wir im nächsten Kapitel eingehend besprechen.

Die Kathodenstrahlen besitzen eine Reihe von bemerkenswerten Eigenschaften. Überall, wo sie auf Thüringer Glas auf-

Fig. 8.



treffen, erzeugen sie eine intensive grüne Fluoreszenz, bei Bleiglas, welches Crookes benutzte, eine bläuliche; nicht nur Glas, sondern unzählige andere Körper werden zum Selbstleuchten erregt. Zur Demonstration dieser Eigenschaft bedient man sich vielfach der von Crookes konstruierten, in Fig. 8 abgebildeten Röhre. Das mit sehr verdünnter Luft gefüllte zugeschmolzene Gefäß enthält eine Reihe von Mineralien. Verbindet man die beiden Elektroden N und P mit dem Induktorium, so senden die von den Kathodenstrahlen getroffenen Steine intensives Licht aus; Rubine leuchten prachtvoll rot, Phenakit (Beryllerde-Silikat) intensiv blau, Smaragd karmoisinrot, Spodumen (Tonerde-Lithion-Silikat) goldgelb usw.

Die Kathodenstrahlen treten nahezu senkrecht aus der Kathode aus und breiten sich nahezu geradlinig

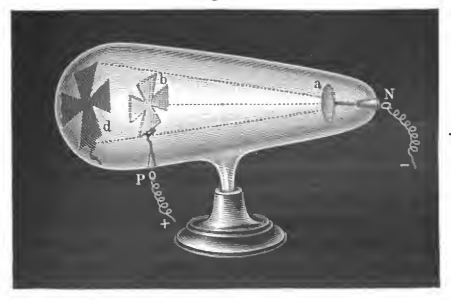
aus. Diese Tatsache bewies zuerst Hittorf mit Hilfe des rechtwinkelig gebogenen Rohres *bca* (Fig. 9). Ist dasselbe nicht sehr weit ausgepumpt, so geht die Entladung von der Anode *a* zur Kathode *b* um die Ecke. Sobald aber die Kathodenstrahlen auftreten, breiten diese sich von *b* geradlinig bis zur Wand *c* aus und erregen hier das Glas zum Fluoreszieren. Noch deutlicher kann man diese geradlinige Ausbreitung mit Hilfe des in Fig. 10 abgebildeten, von Crookes konstruierten Gefäßes demonstrieren. *a* ist die Kathode, *b* ist ein Kreuz aus Aluminiumblech, welches mit dem positiven Pole verbunden ist und das sich durch Neigen der Röhre umwerfen läßt. Die Kathodenstrahlen breiten sich nun von *a* schwach divergierend aus und erregen überall die Glaswand zum Leuchten; nur an den Stellen, die durch das Kreuz gedeckt sind, sieht man einen Schatten *d*.

Fig. 9.





Fig. 10.

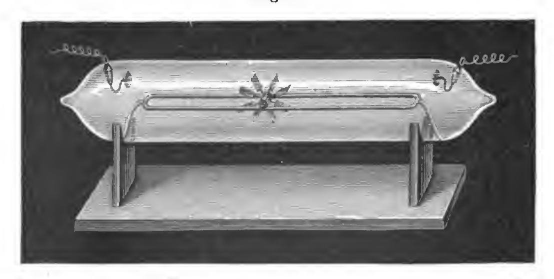


Kathodenstrahlen vermögen leichte Körper in Bewegung zu setzen, wie zuerst Crookes fand. Zur Demonstration dieser Erscheinung bedient man sich gewöhnlich des umstehend abgebildeten Apparates (Fig. 11). In dem sehr weit ausgepumpten Rohre befinden sich zwei Elektroden und außerdem eine gläserne Schienenbahn, auf der die Achse eines kleinen Rädchens rollt. Die Speichen desselben tragen Glimmerblättchen,

welche gewöhnlich mit phosphoreszierenden Substanzen bestrichen sind. Sobald die Kathodenstrahlen auf das Rädchen treffen, rotiert dasselbe und eilt der positiven Elektrode zu.

Kathodenstrahlen erwärmen die Körper, auf welche sie auftreffen, sehr stark. So wird das Glas, auf welches sie fallen, warm, ja sogar, wenn die Strahlen intensiv genug sind, weich, so daß die Röhre eingedrückt wird. Diese Wärmewirkung zeigt der nebenstehend abgebildete Apparat sehr schön (Fig. 12). Die Kathode *a* besteht aus einem Hohlspiegel, so daß alle Kathodenstrahlen, die, wie wir vorhin gesehen haben, geradlinig austreten, in einen Brennpunkt vereinigt werden. In demselben bei *b* be-

Fig. 11.



findet sich ein dünnes Platin- oder Iridiumblech. Nach kurzer Zeit glüht das Metall, ja schmilzt sogar, wenn man einen großen Induktionsapparat anwendet.

Kathodenstrahlen werden von allen Körpern sehr stark absorbiert. Dünne Glasplatten, in ihren Weg gestellt, fluoreszieren hell, lassen aber nichts hindurch. Erst Hertz, E. Wiedemann und H. Ebert wiesen gleichzeitig nach, daß dünne Metallschichten durchlässig sind. Auf Grund dieser Beobachtung gelang es Lenard, Kathodenstrahlen aus der Röhre hinaus in die Atmosphäre austreten zu lassen. Diese Beobachtungen sind längere Zeit hindurch gegen die Crookessche Theorie der Entladung ins Feld geführt worden.

Kathodenstrahlen werden, wie zuerst Hittorf fand, durch den Magneten abgelenkt, sie verhalten sich hierbei

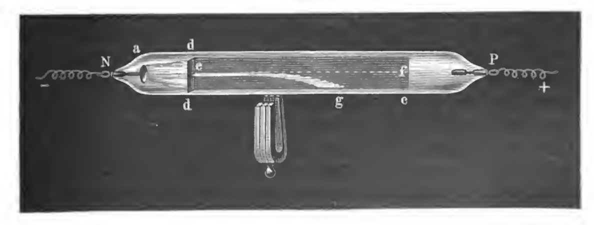
wie ein biegsamer Leiter, der nur an einem Ende und zwar an der Kathode befestigt ist. Bewegt man den Magneten in der Nähe der Entladungsröhre, so wandert der Fluoreszenzfleck hin und her. Crookes zeigte dies mit Hilfe des Apparates Fig. 13. Von der Kathode *N* geht ein Kathodenstrahlbündel aus und fällt auf einen Glimmerschirm *dd*, welcher bei *e* ein Loch enthält, so daß nur ein schmales Bündel in das Rohr eintritt. *f* ist ein Glimmerschirm, welcher mit einer fluoreszierenden Masse bestrichen ist. Ist kein Magnet in der Nähe, so sieht man einen hellen Phosphoreszenzstreif, welcher der Röhre parallel verläuft. Nähert man den Magneten, so wird er abgelenkt und nimmt beispielsweise die Lage *eg* an; bei Kehrung des Magneten schwebt er nach oben.

Fig. 12.



Die positive Lichtsäule verhält sich dagegen gegenüber dem Magneten wie ein beweglicher Leiter,

Fig. 13.



der mit der positiven und negativen Elektrode verbunden ist (s. Fig. 14 a. f. S.), und man kann daher mit ihr alle Versuche

über die Einwirkung eines Magneten auf einen beweglichen Strom anstellen.

Auch durch elektrostatische Einflüsse werden Kathodenstrahlen abgelenkt. Nähert man ihnen einen positiv geladenen Körper, so werden sie angezogen, bei Gegenwart eines negativ geladenen dagegen abgestoßen. Die aus dem kleinen Hohlzylinder *a* (Fig. 15) austretenden Kathodenstrahlen pflanzen sich geradlinig fort. Bringt man aber in die Nähe derselben einen gegen ihre Achse normalen Draht *b* an als zweite Kathode, so biegt sich der Strahlenkegel von ihm ab, um jenseits der Knickung wieder geradlinig zu verlaufen. Von Goldstein, welcher diese und ähnliche Erscheinungen eingehend untersucht

Fig. 14.

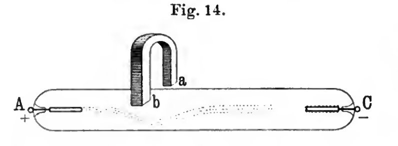


Fig. 15.

hat, ist hierfür der Name Deflexion der Kathodenstrahlen eingeführt worden.

Kathodenstrahlen führen eine Ladung und zwar eine negative mit sich. Läßt man sie nämlich unter besonderen Vorsichtsmaßregeln in einen mit einem Elektrometer verbundenen metallischen Zylinder fallen, so zeigt sich ein negativer Ausschlag.

Von den Stellen, welche von Kathodenstrahlen getroffen werden, gehen neue Strahlen aus, die sogenannten Röntgenstrahlen. Auf dieselben kann hier nicht näher eingegangen werden. Bekanntlich durchdringen sie eine große Reihe von Körpern, welche das Licht nicht hindurchlassen, und zwar ist die Durchlässigkeit im allgemeinen um so größer, je geringer das spezifische Gewicht des betreffenden Körpers ist. Ob derselbe das Licht hindurchläßt oder nicht, ist hierbei völlig gleichgültig. Allgemein bekannt ist auch, daß die Röntgenstrahlen eine lebhafte Fluoreszenz hervorrufen und die photographische Platte schwärzen. Ferner besitzen sie die Eigenschaft, elektrische Ladungen von Körpern zu zerstreuen oder, was dasselbe ist, die Luft zu einem Leiter zu machen. Läßt man nämlich Röntgen-

strahlen in einen Raum fallen und bringt nachher ein geladenes Elektrometer hinein, so fällt die Ladung schnell auf Null. Hierbei ist es ziemlich gleichgültig, ob das Elektrometer positiv oder negativ geladen war. Noch einer anderen Eigenschaft der Röntgenstrahlen möge hier Erwähnung geschehen, da wir später darauf zurückkommen werden, nämlich ihre Eigenschaft, einen Dampfstrahl zu kondensieren. Ist ein Raum nämlich mit Feuchtigkeit ein wenig übersättigt, so bildet sich kein Nebel, falls die Luft absolut frei von Staub ist. Läßt man nun hier hinein Röntgenstrahlen fallen, so tritt sofort eine Kondensation ein und der gebildete Nebel senkt sich langsam zu Boden.

Im vorhergehenden sind die wichtigsten Eigenschaften der Kathodenstrahlen kurz zusammengefaßt worden, eingehender werden sie in den folgenden Kapiteln besprochen werden.

Fünftes Kapitel.

Ältere Theorien über den Entladungsvorgang.

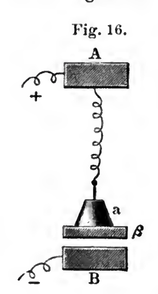
Die mannigfachen Erscheinungen, welche den Durchgang der Elektrizität durch verdünnte Gase begleiten, haben frühzeitig die Physiker zu dem Versuche einer Theorie angeregt. Wohl auf keinem Gebiete der Physik sind soviel Hypothesen aufgestellt und Theorien entwickelt worden wie auf diesem. Im folgenden sollen einige derselben kurz skizziert werden. Sind sie auch heute nicht mehr haltbar, so haben sie doch zu ihrer Zeit im wesentlichen alle bekannten Erscheinungen, allerdings vielfach erst nach Hinzufügung von Hilfshypothesen, einheitlich zusammengefaßt und neue Versuche angeregt; zum Teil bilden sie den Kern unserer heutigen Theorie, so daß sie schon deswegen nicht mit Stillschweigen übergangen werden können.

Die Kathodenstrahlen haben vieles mit den Lichtstrahlen gemein, andererseits unterscheiden sie sich von denselben, daß sie

freie elektrische Ladungen mit sich führen, also einen elektrischen Strom bilden. Behufs Aufstellung einer Theorie boten sich daher zwei Wege dar, nämlich entweder man stellte ihre optischen Wirkungen an die Spitze und suchte in Anlehnung an die Theorie des Lichtes ihr Wesen zu ergründen, oder man versuchte, indem man mehr ihre elektrischen Wirkungen im Auge behielt, auf Grund unserer Anschauungen über den Elektrizitätsdurchgang durch Flüssigkeiten eine Theorie der Entladung zu entwickeln. Beide Wege sind von verschiedenen Forschern eingeschlagen worden und man kann daher die aufgestellten Theorien einteilen in Äther- und elektrolytische Theorien.

Äthertheorien. Die Äthertheorien sind besonders von deutschen Physikern, Goldstein, E. Wiedemann, Hertz u. a. verfochten worden. Nach denselben sammelt sich die Elektrizität zunächst auf der Oberfläche der Elektrode an und erzeugt in dem umgebenden Medium und zwar in dem Äther, welcher die Moleküle umgibt, eine Spannung, in ähnlicher Weise, wie ein Kautschukschlauch durch Zug gespannt und deformiert wird. Bei einer bestimmten Dichte der Elektrizität zerreißt die Spannung, ebenso wie der Kautschukschlauch bei einer gewissen Kraft zerreißt. Longitudinale Wellen treten hierbei auf, die sich in den Schichten kundtun. Hertz veranschaulicht die hier obwaltenden Beziehungen durch folgendes hübsche Gleichnis: A und B sind zwei plattenförmige Elektroden. An A ist mittels einer Spiralfeder ein Gewicht a angehängt, welches unten mit einer schlecht leitenden Platte β bedeckt ist. Ist nun die elektromotorische Kraft (Potentialdifferenz) zwischen A und B unterhalb eines gewissen Wertes α, so vermag die Platte B das Gewicht a nicht bis zur Berührung herunterzudrücken, es geht also kein Strom durch die Vorrichtung. Erreicht sie aber den Wert α, so daß a heruntergezogen und festgehalten wird, so geht eine kurze Zeitlang Strom hindurch, bis die Spannung zu gering geworden ist, um a festzuhalten. Der Strom ist intermittierend. Sind nun zahlreiche derartige Spiralfedern mit Gewichten vorhanden, so ist eine Steigerung der Spannung über α unmöglich, selbst wenn eine Feder völlig fest-

Fig. 16.



gehalten und dadurch kontinuierlicher Stromübergang ermöglicht wird, da ein Versuch zur Erhöhung der Spannung nur die Senkung eines zweiten Gewichtes veranlassen würde, wodurch ein größerer Elektrizitätsstrom übergeht.

Dieses Gleichnis veranschaulicht sehr hübsch die bei der Entladung auftretenden Erscheinungen, z. B. wie ein intermittierender Strom in einen dauernden übergehen kann, wie Wellen zustande kommen und wie es nicht gelingt, in der Entladungsröhre die Spannung über einen gewissen Betrag zu erhöhen. Schaltet man mehr Elemente vor den Pol, so nimmt die Stromstärke zu — es senken sich mehr Gewichte, entsprechend geraten mehr Molekülreihen in Spannungszustand — aber die elektromotorische Kraft bleibt dieselbe, da es nicht möglich ist, die Spannung im Gase über die Zerreißungsspannung zu steigern.

So hübsch auch das Gleichnis ist, so dürfte es doch sehr schwer sein, an der Hand desselben den eigentlichen Entladungsmechanismus in seinen vielen eigenartigen Erscheinungen aufzudecken. Jedenfalls ist das bis jetzt nicht geschehen.

Da die Kathodenstrahlen das positive Licht ungehindert durchdringen, so müssen sie anderer Natur als letzteres sein; nach E. Wiedemann sollten sie transversale Wellen von sehr kleiner Schwingungsdauer sein. Die Kathodenstrahlen werden also nach dieser Theorie mit Lichtstrahlen verglichen, und es erklärt sich hieraus ihre Fähigkeit, Fluoreszenz und Wärme zu erregen, auf das Einfachste. Schwierigkeiten bereitet dagegen die Deutung der magnetischen Ablenkbarkeit; hierzu muß eine Hilfshypothese eingeführt werden, nämlich daß der Magnetismus den Äther so verändere, daß die Bahn der Kathodenstrahlen gekrümmt wird. Diese Erscheinung sollte ähnlich sein der Drehung der Schwingungsrichtung des Lichtes durch den Magnetismus.

Der Äthertheorie schloß sich auch Jaumann an, jedoch nimmt dieser Forscher an, daß die Kathodenstrahlen aus longitudinalen Wellen bestehen. Die theoretischen Ergebnisse dieser Arbeit sind namentlich von Poincaré in Paris angegriffen worden. Die Möglichkeit, daß Kathodenstrahlen aus longitudinalen Wellen bestehen, hat auch gelegentlich H. v. Helmholtz ausgesprochen.

Zu gleicher Zeit wurde von Crookes unter tätiger Mitwirkung von Maxwell die Emissionstheorie entwickelt, nach

der Kathodenstrahlen aus fortgeschleuderten Teilchen bestehen sollten. Dieselbe wird im nachfolgenden Abschnitte noch eingehend geschildert werden. Einen unzweifelhaften Sieg schien die Ätherhypothese über diese Emissionstheorie davon zu tragen, als es Hertz, E. Wiedemann und H. Ebert gelang, nachzuweisen, daß dünne Metallschichten für Kathodenstrahlen durchlässig sind, denn diese mußten doch die auf sie prallenden Teilchen aufhalten, während sie für Licht durchlässig sein konnten, ja sogar zum Teil tatsächlich durchlässig sind. Aber nicht lange dauerte dieser Triumph; die Emissionstheorie, in mannigfacher Weise durch J. J. Thomson, Wiechert, Kaufmann, Lenard, Wien u. a. modifiziert, feierte Erfolg auf Erfolg, so daß die Äthertheorie ganz in den Hintergrund gedrängt wurde und heutzutage kaum noch Anhänger hat. Tatsächlich vermag die letztere die Mehrzahl der Erscheinungen, die inzwischen gefunden wurden, nicht zu deuten und ferner — und das ist ihr Hauptnachteil — lehrt sie uns nichts über den eigentlichen Mechanismus der Entladung, über den Vorgang, wie die Elektrizität von der einen Elektrode zur anderen übergeht. Hier setzen die elektrolytischen Theorien ein, zu deren Besprechung wir jetzt übergehen wollen.

Elektrolytische Theorien. In diesem Abschnitte sollen eine Reihe von Theorien behandelt werden, die mehr oder weniger im Zusammenhange miteinander stehen, nämlich die Theorie von Hittorf, von Crookes und von Schuster.

Theorie von Hittorf. Dieser geniale Forscher, dem wir eine Reihe von grundlegenden Arbeiten auf dem Gebiete der Entladungen verdanken, hat seine theoretischen Ansichten niemals im Zusammenhange dargestellt. Es ist daher nicht ganz leicht, aus seinen Arbeiten, die sich über einen Zeitraum von ungefähr 20 Jahren erstrecken, seine Anschauungen über den Entladungsvorgang kurz herauszuschälen.

Nachdem Hittorf durch seine ausgedehnten Arbeiten außerordentlich viel zur Klärung der Vorgänge bei der Elektrolyse beigetragen, lag es für ihn nahe, die Entladungserscheinungen mit der Elektrolyse zu parallelisieren. „Der Vorgang, welcher im positiven Lichte sich geltend macht, ist dem Vorgange analog, dem wir bei der Leitung der Metalle und Elektrolyte begegnen.

Der zweite dagegen, welcher das negative Glimmlicht (Kathodenstrahlen) bildet, gehört den Gasen eigentümlich an und verdient eine größere Beachtung, als ihm bis jetzt zugewandt wurde. Bei demselben sind die Teilchen der negativen Oberfläche Ausgangspunkte einer Bewegung, welche im gasförmigen Medium gleichmäßig nach allen Seiten strahlenförmig sich ausbreitet und darin mit der Wellenbewegung übereinstimmt."

Worin besteht nun dieser Vorgang im positiven und negativen Glimmlicht? Die angelegte elektromotorische Kraft versetzt zunächst die Moleküle des Gases in einen Spannungszustand oder, um einen Ausdruck von Faraday zu gebrauchen, sie werden polarisiert. Bei hinreichender elektromotorischer Kraft, wenn der Strom übergeht, beginnt der leitende Zustand, indem die Moleküle des Gases in einen ähnlichen Zustand wie die Moleküle eines Elektrolyten oder Metalles geraten, die schon von vornherein vermöge ihrer intramolekularen Bewegung die Elektrizität von Teilchen zu Teilchen überführen. Daß tatsächlich das Gas durch den Strom ein Leiter wird, bewies Hittorf nach mehreren Methoden, gegen die namentlich von G. Wiedemann begründete Einwände erhoben worden sind, auf die aber hier nicht eingegangen werden soll, da die Tatsache jetzt feststeht. Steigert man die Temperatur des Gases, so wird die intramolekulare Bewegung stärker, ja sie kann sogar so intensiv werden, daß sie der der Metalle ähnlich wird, d. h. das Gas wird ein Leiter. Es treten im Gase noch Komplikationen, namentlich an der Kathode auf, die Hittorf darauf zurückführt, daß „die Umgebung der Kathode nicht allein ein Sitz eines Widerstandes ist, sondern auch elektromotorische Gegenkräfte entwickelt, welche zur Schwächung des Stromes beitragen". Beide kann man vernichten, wenn man die Kathode stark erhitzt, es genügen dann schon einige Elemente, um den Strom überzuführen.

Diese kurze Übersicht gibt keine Vorstellung von der Fülle von Ideen, welche in den Hittorfschen Arbeiten enthalten sind, sie soll nur darauf hinweisen, was typisch ist, nämlich daß das stromdurchflossene Gas ein Leiter und daß jedenfalls der Vorgang im positiven Lichte analog ist dem bei der Elektrolyse. Diese Vorstellung, mannigfach modifiziert, ist jetzt die herrschende.

Theorie von Crookes. In einem vor der englischen Naturforscherversammlung in Sheffield im Jahre 1874 gehaltenen Vor-

trage, welcher schon durch seinen eigenartigen Titel: „Strahlende Materie oder der vierte Aggregatzustand“, die Aufmerksamkeit weiter Kreise auf sich zog, stellte Crookes eine neue Theorie über das Wesen der Kathodenstrahlen auf. Er nimmt an, daß das Gas in einem sehr weit ausgepumpten Gefäße in einem ultragasigen oder vierten Aggregatzustande sich befindet, wofür er auch in Anlehnung an einen Ausdruck von Faraday den Namen „Strahlende Materie“ gebraucht.

„Wenn wir vom festen zum flüssigen und gasförmigen Zustande aufsteigen, so verringern sich die physikalischen Eigenschaften an Zahl und Mannigfaltigkeit, indem jeder Zustand einige der Eigenschaften verliert, die zu dem vorhergehenden gehörten. Werden feste Körper in flüssige verwandelt, so gehen notwendigerweise alle Verschiedenheiten der Härte und Weichheit verloren; kristallinische und andere Formen werden zerstört; undurchsichtige, gefärbte Körper gehen oft in farblose und durchsichtige über, und eine allgemeine Beweglichkeit der Teilchen stellt sich ein.

Gehen wir weiter zu dem gasförmigen Zustande, so werden noch mehr von den charakteristischen Eigenschaften der Körper vernichtet. Die gewaltigen Verschiedenheiten des Gewichtes verschwinden fast gänzlich, auch die übriggebliebenen Verschiedenheiten der Färbung gehen verloren. Durchsichtigkeit wird eine allgemeine Eigenschaft, und ebenso sind die Gase alle elastisch. Sie bilden nur eine Reihe von Substanzen und alle die Verschiedenheiten der Dichte, Härte, Undurchsichtigkeit, Farbe, Elastizität und Gestalt, welche die Zahl der festen Körper und Flüssigkeiten fast unendlich macht, sind nun ersetzt durch eine geringe Zahl von leichten Unterschieden im Gewicht und einige unbedeutende Nuancen der Färbung.“

Diese allmähliche Veränderung soll nun nicht beim gasförmigen Zustande ein Ende nehmen, vielmehr sollen, in Anlehnung an die kinetische Gastheorie, dadurch, daß die Moleküle beim weiteren Auspumpen immer größere Strecken zurücklegen, bevor sie auf andere treffen, desto mehr ihre physikalischen Eigenschaften verloren gehen. Die zurückbleibenden Moleküle laden sich nun an der Kathode negativ und werden nach bekannten Gesetzen fortgeschleudert. Die fortgeschleuderten Moleküle bilden die Kathodenstrahlen. Dies ist der wesentliche In-

halt der Crookesschen Theorie, welche man mit Fug und Recht als Emissionstheorie bezeichnen kann. Die fortgeschleuderten Moleküle prallen auf andere und erzeugen so das Glimmlicht. Die Dicke des dunkeln Raumes ist das Maß der mittleren freien Weglänge zwischen den aufeinander folgenden Zusammenstößen der Moleküle des übriggebliebenen Gases. Die fluoreszenz- und wärmeerregenden Wirkungen der Kathodenstrahlen werden ebenfalls auf den Stoß und die dadurch hervorgerufene Erschütterung der getroffenen Körper zurückgeführt. Leicht erklärt sich aus der Theorie, daß Kathodenstrahlen sich geradlinig ausbreiten, Schatten werfen und kräftige mechanische Wirkungen ausüben. Da die Kathodenstrahlen einen Strom negativer Elektrizität mit sich führen, so konnte der englische Forscher ihre Ablenkung durch den Magneten auf bekannte Gesetze zurückführen.

Am Schluß seines Vortrages geht Crookes noch einen Schritt weiter. Sind es tatsächlich die Moleküle, welche von der Kathode fortgeschleudert werden, oder haben wir hier nicht vielleicht „die kleinen unteilbaren Teilchen, die Uratome, in Händen, von denen man mit gutem Grunde voraussetzt, daß sie die physikalische Grundlage des Weltalls bilden? Wir haben gesehen, daß in einigen ihrer Eigenschaften die strahlende Materie ebenso materiell ist als dieser Tisch, während sie in anderen Eigenschaften fast den Charakter strahlender Energie annimmt. Wir haben tatsächlich das Grenzgebiet berührt, wo Materie und Kraft ineinander überzugehen scheinen, das Schattenreich zwischen dem Bekannten und Unbekannten, welches für mich immer besondere Reize gehabt hat. Ich denke, daß die größten wissenschaftlichen Probleme der Zukunft in diesem Grenzlande ihre Lösung finden werden und selbst auch darüber hinaus; hier, so scheint es mir, liegen die letzten Realitäten“.

In dieser Vermutung hat sich der englische Gelehrte nicht getäuscht. Die Probleme, welche die heutigen Physiker mit Vorliebe zu lösen suchen, sind dem von ihm bebauten Grenzlande entnommen und sind, wenn nicht alles täuscht, dazu berufen, unsere Anschauungen über Naturvorgänge gänzlich umzugestalten.

Der Vortrag von Crookes mit seinen glänzenden Versuchen und seinen zum Teil mystischen theoretischen Spekulationen

machte großes Aufsehen, und auch heute nach 33 Jahren wird ein jeder bei der Lektüre desselben sich eines gewissen Zaubers nicht entziehen können. In beredten Worten schildert z. B. Tesla den Eindruck, den das Crookessche Buch auf ihn gemacht hat: „Als ich noch auf der Hochschule war, las ich die Beschreibung seiner Versuche über strahlende Materie. Ich las sie nur einmal in meinem Leben — zu jener Zeit — und doch kann ich mich aller Einzelheiten jener entzückenden Arbeit bis auf den heutigen Tag erinnern. Es gibt, mit Verlaub zu sagen, nur wenige Bücher, welche auf den Geist des Studierenden einen solchen Eindruck machen." So wie Tesla ist es sicherlich vielen ergangen, und es kann daher nicht wundernehmen, daß die Theorie viele Anhänger fand. Aber die Gegner blieben nicht aus, und in der Tat lassen sich viele Einwände gegen sie erheben. So wies Puluj nach, daß die Dicke des dunkeln Raumes auch nicht annähernd gleich der mittleren freien Weglänge sei. Die kräftigen mechanischen Wirkungen, welche Crookes mit seinem Radiometer beobachtete und die er auf das Bombardement der Moleküle zurückführte, rührten, wie Hittorf überzeugend nachwies, von der Erwärmung der Glaswände her. Wenn man das Rädchen nämlich während der Entladung festhält, und erst bei Unterbrechung des Stromes losläßt, nachdem die Gefäßwände erhitzt sind, so rotiert dasselbe ebenso schnell wie während der Entladung. Auf einen Punkt hat Schuster noch aufmerksam gemacht. Verdampft man nämlich eine elektrisch geladene Flüssigkeit, so nehmen die Dampfmoleküle keine Ladung mit sich, es können daher auch nicht die Gasmoleküle durch Berührung mit der Elektrode sich laden. Wäre dies tatsächlich der Fall, so könnte kein elektrisierter Körper seine Ladung bei Gegenwart von Gas beibehalten, was der Erfahrung widerspricht.

Zahlreiche andere Einwände, so z. B. die von Voller, daß elektrisierte Materie (Kathodenstrahlen) elektrostatischen Anziehungen folgen müßte, während der Versuch keinen derartigen Einfluß ergab, sind durch spätere Versuche erledigt worden. Jedenfalls geht aber aus den Einwänden, namentlich aus dem von Schuster hervor, daß die Crookessche Theorie in ihrer ursprünglichen Gestalt nicht haltbar ist.

Theorie von Schuster. Obwohl Hittorf sich klar war, daß der Vorgang der Entladung ähnlich dem der Elektrolyse

war, kam er zu keinem unzweideutigen Ergebnisse, ob der Äther oder die Moleküle die Träger der Elektrizität seien. In diese Zeit fällt der großartige Aufschwung der physikalischen Chemie durch Arrhenius, van't Hoff, Ostwald und Nernst; namentlich der erste vermochte mit Hilfe seiner Dissoziationstheorie scheinbar ganz unzusammenhängende Tatsachen und Erscheinungen miteinander zu verbinden. Der Begriff des „Ions" erwies sich in den Händen der eben genannten Forscher als ein überaus fruchtbarer. Was lag näher, als denselben auch auf die Gase zu übertragen und ihn als den so sehnlichst gesuchten Träger der Elektrizität anzusehen? Giese (1882) und Arrhenius taten diesen Schritt für Flammengase. Das Hauptverdienst, diesen Begriff ins Entladungsgebiet eingeführt zu haben, gehört aber unzweifelhaft A. Schuster, der durch die Folgerichtigkeit seiner Theorie alle anderen weit in den Schatten stellte. Man kann dieselbe im wesentlichen als eine Kombination der Hypothesen von Crookes und Hittorf betrachten. Neu hinzu kommt — und das ist von ausschlaggebender Bedeutung — das Ion.

Nach Schuster enthält ein Gas in seinem normalen Zustande keine Ionen; werden aber die Moleküle durch chemische oder physikalische Kräfte, z. B. ein elektrisches Feld, gespalten, so bilden sich Ionen, d. h. elektrisch geladene Atome, und das Gas wird ein Leiter. Wird allmählich die elektromotorische Kraft zwischen zwei Elektroden gesteigert, so wird schließlich ein Funke übergehen; derselbe kommt dadurch zustande, daß die elektrischen Kräfte das Molekül spalten und die positiven Ionen zur Kathode und die negativen zur Anode wandern. Die positiven Ionen bilden um die Kathode eine polarisierende Schicht von bestimmter Dicke — den Kathodendunkelraum —, welcher bei weiterem Auspumpen größer wird. Wird die Entladung kontinuierlich, so werden fortdauernd Moleküle zersetzt, und zwar an der Kathode; die negativen Ionen werden mit großer Geschwindigkeit fortgeschleudert, sie durcheilen den Kathodendunkelraum ohne größeren Energieverlust durch Zusammenstöße. Werden die Zusammenstöße häufiger, so wird die translatorische Energie in strahlende Energie umgewandelt. Auf diese Weise erzeugen die fortgeschleuderten Ionen das Glimmlicht. Die Geschwindigkeit der positiven Ionen, welche um die

Kathode eine Hülle bilden, wird um so größer, je mehr sie sich der Kathode nähern, wo man ihre Energie als erste leuchtende Schicht wahrnimmt. Ob Zersetzungen nur an der Kathode stattfinden oder auch in den übrigen Teilen der Entladung, läßt Schuster vorläufig unentschieden. Im dunkeln Trennungsraume (Faradayschen dunkeln Raume) findet Wiedervereinigung der von der Anode und Kathode ausgehenden Ionen statt. Schichtenbildung tritt dann ein, wenn in abwechselnden Lagen die Zersetzungen die Wiedervereinigungen übertreffen.

Die Theorie, wie sie hier kurz skizziert ist, wird wohl einem jeden, ohne die vielen Versuche, welche Schuster zu ihren Gunsten anführt, sehr hypothetisch erscheinen. Zu gleicher Zeit wird aber wohl jeder ihre großen Vorzüge vor allen anderen bisher aufgestellten erkennen, sie gibt uns nämlich ein vollständiges Bild von dem Entladungsmechanismus, welches gleichzeitig die optischen und elektrischen Eigentümlichkeiten der Entladung berücksichtigt. Auf einige Folgerungen, die Schuster aus seiner Theorie zog, kommen wir später zurück.

Die Theorie in ihrer ursprünglichen Gestalt ist aber nicht haltbar. Nach Schuster sollen die Moleküle in ihre Ionen und zwar in die schon aus der Elektrolyse bekannten zerfallen, und die letzteren die Elektrizität von einer Elektrode zur anderen transportieren. Nun geht aber die Entladung auch in einatomigen Gasen über, wie Quecksilber, Zink, Cadmium, bei denen, wie unzweifelhaft aus Dampfdichtebestimmungen hervorgeht, das Molekül mit dem Atom zusammenfällt. Schuster glaubte für seine Theorie eine Stütze darin zu finden, daß in dem einatomigen Quecksilberdampf keine Glimmentladung stattfindet. Selbst wenn dies der Fall wäre — es ist inzwischen durch Arons, Warburg, Crookes, E. Wiedemann und G. C. Schmidt widerlegt —, so müßte doch trotzdem eine Spaltung stattfinden. Wollen wir also die Theorie von Schuster in ihrer ursprünglichen Gestalt aufrecht erhalten, so sind wir gezwungen, anzunehmen, daß durch elektrische oder chemische Kräfte eine Spaltung in Teilchen, die kleiner als die Atome sind, stattfindet. Dieser Schluß ist auch von einer Reihe von Forschern gezogen worden.

Man könnte noch annehmen, daß wenigstens bei den zusammengesetzten Gasen eine Art von Elektrolyse stattfindet.

Diese Ansicht ist längere Zeit von J. J. Thomson vertreten worden. Tatsächlich sprechen auch einige Versuche zugunsten dieser Hypothese. So fand Perrot (1861), als er Funken durch Wasserdampf durchschlagen ließ, daß eine Zersetzung stattfindet und daß der Wasserstoff nach der einen Elektrode, der Sauerstoff nach der anderen wanderte. Die Mengen waren annähernd gleich denjenigen, die gleichzeitig in einem eingeschalteten Voltameter abgeschieden wurden, so daß das Faradaysche elektrolytische Gesetz bestätigt erschien. Ebenso fand Lüdeking, der die Versuche Perrots wiederholte, einen Überschuß von Wasserstoff an der Kathode und Sauerstoff an der Anode. In ähnlicher Weise zersetzte sich Jodwasserstoff. So einfach, wie es nach diesen Versuchen erscheinen könnte, liegen aber die Verhältnisse nicht. Wie J. J. Thomson fand, sind bei kurzen Entladungsstrecken die abgeschiedenen Gasmengen zwar nahezu gleich den im Voltameter abgeschiedenen, aber Wasserstoff tritt an der Anode auf und Sauerstoff an der Kathode, also gerade umgekehrt wie im Voltameter. Bei größeren Funkenstrecken wird bald Sauerstoff, bald Wasserstoff an der Kathode abgeschieden.

Diese Versuche können aber nichts darüber aussagen, ob tatsächlich die Entladung ein elektrolytischer Prozeß begleitet, da durch die intensive Wärme des Funkens schon eine Zersetzung stattfindet. E. Wiedemann und G. C. Schmidt ersetzten deswegen den Funken durch die Batterie und wandten so schwache Ströme an, daß eine nennenswerte Temperaturerhöhung nicht eintreten konnte. Jetzt ergab sich unzweifelhaft, daß kaum eine Zersetzung stattfindet; beim Quecksilberchlorid, -bromid und -jodid betrugen die abgeschiedenen Quecksilber- bzw. Chlor-, Brom- und Jodmengen im Maximo 5 Proz. der nach dem Faradayschen Gesetze verlangten.

Da also bei einatomigen Gasen von einer Elektrolyse im gewöhnlichen Sinne nicht die Rede sein kann und bei den mehratomigen das Faradaysche Gesetz nicht gilt, so kann die Leitung in Gasen nicht in derselben Weise wie bei Flüssigkeiten stattfinden. Abgesehen hiervon muß man bei der Gleichheit der Erscheinungen von einer plausiblen Theorie der Entladung verlangen, daß sie beide Arten von Gasen unter einen Hut bringt.

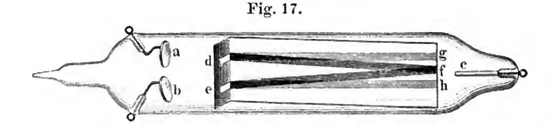
Die bisher aufgestellten Theorien sind, wie aus dem Vorhergehenden hervorgeht, nicht haltbar. Trotzdem kann ihre Bedeutung nicht hoch genug eingeschätzt werden. Sie haben zu neuen Versuchen angeregt, auf Analogien aufmerksam gemacht und dadurch zur Klärung unserer theoretischen Anschauungen viel beigetragen. Wie jede Theorie über kurz oder lang stirbt, weil sie die allmählich neu hinzutretenden Erscheinungen nicht zu umfassen vermag —, so sind auch die eben geschilderten untergegangen. Aber trotzdem leben sie weiter, denn die Anschauungen von Hittorf, Crookes und Schuster bilden den Kern unserer heutigen Theorie.

Sechstes Kapitel.

Ladung der Kathodenstrahlen.

Die Grundlage der Emissionstheorie von Crookes und ebenso der jetzt herrschenden bildet die Annahme, daß Kathodenstrahlen aus negativ geladenen Teilchen bestehen. Crookes glaubte dies durch folgenden Versuch beweisen zu können. In

Fig. 17.



der Entladungsröhre sind zwei etwas gegeneinander geneigte flache Aluminiumplatten *a* und *b* angebracht, welche die Kathode bilden. *c* ist die Anode. In der Röhre befindet sich außerdem ein Schirm von Glimmern mit zwei Löchern *d* und *e* und parallel der Achse eine mit einem phosphoreszierenden Pulver bestrichene Platte. Benutzt man *a* oder *b* allein als Kathode, so verzeichnen die durch *b* bzw. *e* gehenden Kathodenstrahlen auf der Platte ihre Wege *df* bzw. *ef*. Werden aber *a* und *b* zugleich als nega-

tive Elektroden verwendet, so weichen die Kathodenstrahlen nach *dg* und *eh* auseinander. Crookes schloß aus diesem Versuche, daß zwei gleichgerichtete Kathodenstrahlen aufeinander eine Kraft ausüben wie gleichnamig elektrisierte Körper und daß sie, da sie von der Kathode ausgehen, aus negativ geladenen Teilchen bestünden.

Gegen diesen Versuch sind von E. Wiedemann und H. Ebert Einwände erhoben worden. Sie änderten den ursprünglichen Apparat derart ab, daß sie einen kleinen Schirm von Glimmer, der um Scharniere drehbar war, oberhalb der einen Öffnung *d* anbrachten. Derselbe konnte dann beliebig von *d* zurückgeklappt oder vor *d* vorgeklappt werden, sobald man das Rohr etwas drehte und dabei erschütterte. Machte man nun erst *b* und dann *a* zur Kathode, so trat die Ablenkung des Bündels in genau der gleichen Weise auf, mochte der Schirm sich vor *d* befinden oder nicht. Die Ablenkung der Kathodenstrahlen hat also nicht ihren Grund darin, daß sie in ihrem Verlauf jenseits *d* und *e* Kräfte aufeinander ausüben, sondern darin, daß, wenn in der Nähe einer Kathode sich eine andere befindet, der Austritt der Strahlen ein wesentlich anderer ist, als wenn sie allein vorhanden ist. Zu demselben Resultat ist auf anderem Wege E. Goldstein gelangt.

Versuche von Crookes über die Ladung der Kathodenstrahlen ergaben einander widersprechende Resultate. Fielen nämlich Kathodenstrahlen auf eine mit einem Elektrometer verbundene Hilfselektrode, so lud letztere sich bald positiv, bald negativ, so daß sichere Schlüsse nicht gezogen werden konnten.

Versuche, welche sehr stark zugunsten der Crookesschen Theorie sprachen, führte im Jahre 1895 J. Perrin aus, der Kathodenstrahlen in einen mit einem Elektroskop verbundenen Farradayschen Käfig fallen ließ.

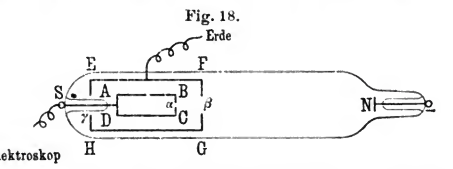
ABCD ist ein kleiner metallischer, allseitig mit Ausnahme einer kleinen Öffnung α geschlossener Zylinder. Er spielt die Rolle des Faradayschen Zylinders. Durch einen eingeschmolzenen Platindraht *S* ist er mit dem Elektroskop verbunden *EFGH* ist ein größerer metallischer Zylinder, ebenfalls mit einem Loche β. Da er zur Erde abgeleitet ist, so schützt er den inneren Zylinder gegen elektrostatische Einflüsse. Dies ist wichtig, da die einander widersprechenden Ergebnisse von Crookes

hiervon herrührten. *N* ist die Kathode; die Anode, welche mit *EFGH* verbunden ist, ist also zur Erde abgeleitet.

Sobald Kathodenstrahlen von *N* in den Faradayschen Käfig fielen, lud er sich stets negativ. Um dies noch schärfer zu beweisen, bestrich Perrin die Vorderseite des äußeren Zylinders *EFGH* mit einer phosphoreszierenden Substanz. Sobald nun die Kathodenstrahlen durch einen Magneten abgelenkt wurden, so daß sie nicht mehr durch die Öffnung α in den inneren Zylinder fielen, zeigte das Elektroskop keine Ladung. Dieser Versuch gelang stets, selbst wenn die ablenkenden Kräfte so schwach waren, daß die Kathodenstrahlen gerade an dem Loche vorbeigingen und die Vorderseite des äußeren Zylinders trafen. Trotz intensivster Fluoreszenz war dann keine Spur einer Ladung zu beobachten.

Daß die negative Ladung nicht elektrostatischer Natur war, ging daraus hervor, daß man das Loch β mit einem dünnen

Fig. 18.



Aluminiumblättchen, das für Kathodenstrahlen durchlässig ist, bedecken konnte, ohne daß die negative Ladung verschwand. Sie war zwar schwächer als vorher, aber dies erklärt sich daraus, daß das Aluminium einen Teil der Kathodenstrahlen absorbierte.

Die Ladungen des Faradayschen Käfigs waren je nach der angewandten elektromotorischen Kraft und Stromstärke des Induktoriums sehr verschieden. Bei einem Versuche betrug z. B. die Ladung der aufgefangenen Kathodenstrahlen $^1/_{200}$ der ganzen Elektrizitätsmenge, welche durch die Röhre hindurchging. Diese Zahl stellt natürlich eine untere Grenze dar, da nur ein kleiner Bruchteil in den Zylinder fällt. Ähnliche Bestimmungen sind von F. Leininger ausgeführt worden.

J. J. Thomson hat den Versuch von Perrin noch etwas abgeändert. Die Kathode befindet sich bei ihm seitwärts im Rohr;

das Elektroskop zeigte dann nur eine Ladung, und zwar stets eine negative, wenn die Kathodenstrahlen durch einen Magneten in den Faradayschen Zylinder gelenkt wurden. Ähnliche Versuche sind auch von W. Wien ausgeführt worden.

Die Versuche von Perrin lassen sich in zweierlei Weise deuten; entweder führen die Kathodenstrahlen selbst jene Ladung als etwas ihrer Natur nach von ihnen Unzertrennliches mit sich, oder die beobachtete Erscheinung rührt daher, daß sich der bestrahlte feste Körper in Berührung mit dem elektrisch leitenden Gase negativ lädt, in ähnlicher Weise wie ein Metall beim Eintauchen in eine leitende Flüssigkeit stets eine Ladung zeigt. Daß nur die erstere Deutung zulässig ist, zeigt Lenard durch einen Versuch, aus dem hervorgeht, daß Kathodenstrahlen auch durch den leeren, von Materie befreiten Raum ihre Ladung mit sich führen. Er ließ die Strahlen durch ein Aluminiumfenster in einen bis aufs äußerste evakuierten Raum, der auf — 20° C abgekühlt war und in dem der Luftdruck nur ungefähr 10^{-8} Atmosphären betrug, treten. Sie passierten dann zwei zur Erde abgeleitete Diaphragmen und gelangten durch eine kleine Öffnung in das Innere einer zylindrischen, ebenfalls zur Erde abgeleiteten geschlossenen Hülle, längs deren Achse sie verliefen, bis sie auf eine in der Hülle angebrachte isolierte, dicke Aluminiumplatte, welche mit dem Elektroskop verbunden war, trafen. Sobald Kathodenstrahlen in den Beobachtungsraum traten, sammelte sich sofort elektrische Ladung auf der auffangenden Platte.

Aus allen diesen Versuchen ergibt sich somit auf das unzweideutigste: Kathodenstrahlen führen stets eine negative Ladung mit sich.

Da eine Ladung, sei sie positiv oder negativ, niemals allein entsteht, so müssen irgendwo in der Entladungsröhre positive, den Kathodenstrahlen entsprechende Ladungen vorhanden sein. Perrin hat sie mit Hilfe der in Fig. 18 dargestellten Röhre aufgesucht. Wurde der Zylinder $EFGH$ als Kathode und N als Anode benutzt, so lud sich das Elektroskop stets positiv, und zwar entsprach die Ladung der Größenordnung nach der negativen der Kathodenstrahlen. Aus diesem Versuche muß man schließen, daß, während negative Teilchen von der Kathode fortgeschleudert werden, positive zur Kathode wandern. Wir haben es hier also mit einem Vorgange zu tun, der große Ähnlichkeit mit der Elek-

trolyse besitzt. Doch darf man nicht die großen Unterschiede zwischen beiden übersehen, deren wichtigster wohl der folgende ist: Bei einem Elektrolyten sind die Ionen von vornherein vorhanden, beim Gase dagegen müssen sie erst durch die elektrischen Kräfte oder auf eine andere Weise gebildet werden. Trotz dieser und mancher anderer Verschiedenheiten wird uns die Heranziehung von elektrolytischen Vorgängen zur Deutung von Entladungserscheinungen noch gute Dienste leisten.

Siebentes Kapitel.

Potentialgradienten und Kathodenfall in Entladungsröhren.

Durch die im vorhergehenden Kapitel beschriebenen Versuche ist zwar die eine Frage nach der Natur der Kathodenstrahlen gelöst, dafür erheben sich aber eine große Anzahl von anderen, z. B. mit welcher Geschwindigkeit wandern durch die Entladungsröhre die Kathodenstrahlteilchen, wie groß sind ihre Massen, ihre elektrischen Ladungen usw.? Die moderne Theorie gibt hierauf zum Teil sehr überraschende Antworten, die im folgenden im einzelnen beantwortet werden sollen. In dem vorliegenden Kapitel wollen wir uns zunächst mit der Kraft, welche die Teilchen von der Kathode zur Anode treibt, beschäftigen.

Läßt man durch einen Draht oder einen Elektrolyten von 1 Ohm Widerstand einen Strom von 1 Ampere hindurchfließen, so herrscht zwischen den Enden des Drahtes bzw. den in den Elektrolyten tauchenden Elektroden eine elektromotorische Kraft von 1 Volt oder anders ausgedrückt, die Spannungsdifferenz (Potentialdifferenz) beträgt 1 Volt. Ist uns die Stromstärke und der Widerstand des Drahtes gegeben, so läßt sich stets mit Hilfe des Ohmschen Gesetzes die elektromotorische Kraft oder Potentialdifferenz berechnen. Bei Gasen in Entladungsröhren gilt dies Gesetz nicht; die Spannungsdifferenz zwischen den Elektroden ist vielmehr, abgesehen von einigen besonderen Fällen, die hier

keine Berücksichtigung finden sollen, ungefähr unabhängig von der Stromstärke. Verbinden wir also ein Entladungsrohr einmal mit einer Batterie von 1000 Akkumulatoren und das andere Mal mit 2000, so findet man zwischen den Elektroden ungefähr dieselbe Potentialdifferenz, nur die Stromstärke ist im zweiten Falle größer.

Für die Theorie der Entladung ist es wichtig, nicht nur die Spannungsdifferenz zwischen den Elektroden, sondern auch die zwischen irgend welchen Stellen der Entladung zu kennen. Diese ermittelt man am zweckmäßigsten nach der Methode von Hittorf mittels Sonden, dünnen Drähten, die in die Röhre eingeschmolzen werden und in die einzelnen Teile der Entladung (positives Licht, dunkeln Raum, Glimmlicht usw.) tauchen. Dieselben werden mit dem Elektrometer verbunden und zeigen dann die Spannung an, welche gerade in dem untersuchten Gebiete herrscht. Man kann auf diese Weise leicht das Spannungsgefälle (Potentialgradient), d. h. Abnahme oder Zunahme der elektromotorischen Kraft auf 1 cm Länge bestimmen.

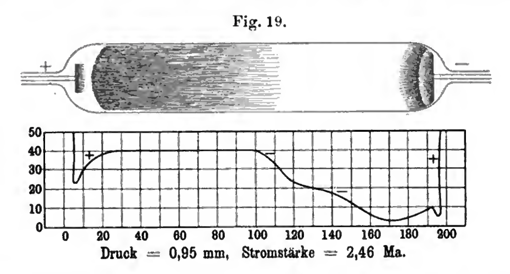
Eine andere, von E. Wiedemann angegebene Methode, die aber nicht so genaue Resultate liefert und deswegen nur dann angewandt wird, wenn die eben geschilderte versagt, was bei allen unsteten Strömen der Fall ist, besteht darin, daß man die Entladungsröhre oder einen Teil derselben in ein Kalorimeter bringt und die entwickelte Wärme mißt. Da diese der elektrischen Energie entspricht und letztere durch das Produkt aus Stromstärke und Potentialdifferenz gegeben ist, so läßt sich die Potentialdifferenz leicht berechnen, falls die Stromstärke bekannt ist. Die letztere läßt sich stets mit Hilfe des Galvanometers bestimmen.

Eine Übersicht über die Spannungsgefälle in einer Röhre mit ungeschichteter und geschichteter Entladung geben die beistehenden Figuren, die einer Arbeit von Graham entnommen sind. Man sieht aus denselben, wie an der Anode und besonders an der Kathode das Gefälle stark fällt[1]) und den kleinsten Wert im Glimmlicht annimmt. Ist die Entladung ungeschichtet, so ist in ihr das Spannungsgefälle räumlich konstant, sinkt dann kurz vor der Anode auf einen kleinen Wert, um dann unmittelbar an

[1]) An der Kathode sind die Messungen von Graham nicht ganz genau (siehe A. Wehnelt, Drud. Ann. 10, 542 bis 580, 1903).

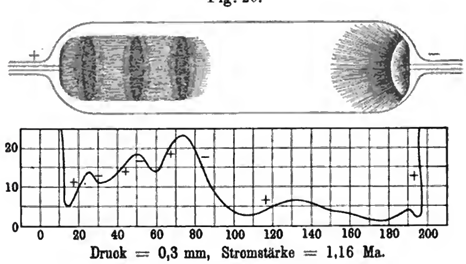
der Anode wieder zu steigen. In der geschichteten positiven Lichtsäule besitzt das Spannungsgefälle relative Maxima und Minima. Diese liegen im leuchtenden Anfang, jene im dunkeln Ende einer jeden Schicht. Mit den so direkt gefundenen Poten-

Fig. 19.



tialgradienten stimmen die aus kalorimetrischen Messungen berechneten überein, wie aus den Untersuchungen von G. Wiedemann, Naccari und Bellati, den ausgedehnten Messungen von E. Wiedemann und anderen hervorgeht. Nur im Glimmlicht

Fig. 20.



zeigt sich ein auffallender Unterschied zwischen den Resultaten der beiden Methoden; hier ist nämlich die Erwärmung sehr groß, während der Potentialgradient ein Minimum hat.

Etwas von dem vorhergehenden weicht die Methode von Wood ab; derselbe bestimmte nicht direkt die an das Kalori-

meter oder an die einzelnen Teile des Glasrohres abgegebenen relativen Wärmemengen, sondern maß die Temperaturerhöhung in den einzelnen Teilen der Entladung mit Hilfe einer bolometrischen Methode. Es ergab sich, entsprechend dem Vorhergehenden, daß in dem ungeschichteten Anodenlicht die Temperatur nahe konstant ist; manchmal zeigte sie in der Nähe der Mitte ein Maximum und fiel wieder mit der Annäherung an den dunkeln Teil der Entladung (vgl. Fig. 19); sie erreicht ein Minimum in der Mitte des dunkeln Raumes und steigt alsdann wieder sehr schnell beim Eintritt in das blaue negative Licht. Ist der Druck im Rohre klein genug, daß Schichtung des positiven Lichtes auftritt, so findet man immer in der Mitte der Schicht ein Maximum der Temperatur. Die leuchtenden Schichten sind wärmer als die dunkeln zwischen denselben.

Die Temperaturerhöhungen sind alle nicht groß, sie bestätigen den von E. Wiedemann, Hasselberg und W. Hittorf aus einer Reihe von Versuchen gezogenen Schluß, daß die Temperatur der Gase in der Entladungsröhre weit unter Rotglut liegt und daß daher das Leuchten der Gase als eine Fluoreszenzerscheinung anzusehen sei. Hierauf werden wir im fünfzehnten Kapitel eingehend noch zurückkommen.

Trotz einer großen Reihe von Arbeiten ist das Gesetz über die Beziehung zwischen Spannungsgefälle in den einzelnen Teilen der Entladung zu Stromstärke, Druck und Röhrenweite noch nicht aufgefunden worden. In der ungeschichteten positiven Lichtsäule nimmt das Gefälle mit wachsender Stromstärke ab (Mebius, Herz, E. Wiedemann und G. C. Schmidt und H. Schwienhorst), und zwar nahezu geradlinig, so daß sich die Messungen angenähert darstellen lassen durch die Formel

$$g = a - bi$$

(g Spannungsgefälle, i Stromstärke, a und b zwei Konstanten). Bei engen Röhren tritt eine geringe Abweichung der Kurve von der geraden Linie auf. Bei Abnahme des Druckes wird das Gefälle in der ungeschichteten positiven Lichtsäule kleiner, und in engen Röhren ist es größer als in weiten. Einen außerordentlichen Einfluß übt das Gas aus, was man aus der folgenden Tabelle leicht erkennen wird.

Stickstoff Röhrendurchmesser 3 cm Stromstärke $1{,}2 \cdot 10^{-3}$ Ampere		Helium Röhrendurchmesser 3 cm Stromstärke $0{,}52 \cdot 10^{-3}$ Ampere	
Druck mm	Gefälle Volt auf 1 cm	Druck mm	Gefälle Volt auf 1 cm
8	156,8	12,5	34,0
6	123,8	10,5	28,9
4	92,2	8,7	24,8
2	55,4	6,7	19,3
1,5	43,6	5,2	15,2

Ein ähnlich großes Gefälle wie Stickstoff zeigt Wasserstoff, ein ähnlich kleines wie Helium Quecksilberdampf.

Während das Gefälle in der ungeschichteten positiven Lichtsäule mit zunehmender Stromstärke abnimmt, wächst es im dunkeln Zwischenraum.

Die Anode ist im allgemeinen mit einer dünnen leuchtenden Schicht, der sogenannten Anodenschicht, bedeckt. Die Spannungsdifferenz zwischen der Anode und einem Punkte der Anodenschicht heißt Anodenfall. Er ist abhängig vom Gasdruck, von der Natur des Gases, vom Metall der Elektrode und noch von anderen Einflüssen, auf die hier nicht näher eingegangen werden soll. Er beträgt unter Verhältnissen, wie sie gewöhnlich in Entladungsröhren vorliegen, 20 bis 40 Volt.

Viel größer ist der Kathodenfall; wir verstehen hierunter die Spannungsdifferenz zwischen Kathode und dem Anfang des negativen Glimmlichtes. Nach Warburg haben wir bei demselben zwei Fälle scharf zu unterscheiden, nämlich 1. den Fall, wo die Kathode noch nicht ganz mit Glimmlicht bedeckt ist — normaler Kathodenfall, und 2. den Fall, wo das Glimmlicht die ganze Kathode bedeckt und infolgedessen bei Steigerung der Stromstärke oder Abnahme des Druckes nicht mehr wachsen kann — anormaler Kathodenfall.

Der normale Kathodenfall ist unabhängig vom Druck und der Stromstärke, ändert sich aber stark mit dem Gasinhalt und Metall der Elektrode. Beispielsweise beträgt er in Wasserstoff gegen Platin 298 Volt, Stickstoff 232 Volt, Wasserdampf 469 Volt, Ammoniak sogar 482 Volt. Verhältnismäßig klein ist er bei den

Alkalimetallen (K. Mey) und im Helium (R. Defregger) (Mg 125 Volt, Zink 143 Volt, Kupfer 177 Volt).

Der anormale Kathodenfall ist dagegen abhängig von Stromstärke und Gasdruck, und zwar nimmt er zu mit wachsender Stromstärke und abnehmendem Gasdruck. In den letzten Jahren sind von Hehl, Wehnelt und J. Stark eine ganze Reihe von Arbeiten über die hier obwaltenden Beziehungen erschienen.

Aus dem Vorhergehenden ergibt sich somit, daß die zwischen den Elektroden vorhandene elektromotorische Kraft (Spannungsdifferenz) sich zusammensetzt aus einer Reihe von einzelnen Gliedern, die verschiedenen Gesetzen unterworfen sind, nämlich aus dem Anodenfall, der Spannung auf der positiven Säule, der Spannung im dunkeln Trennungsraum und Glimmlicht und schließlich aus dem Kathodenfall.

Wir kehren jetzt zu der eingangs aufgeworfenen Frage zurück: Welche Kraft wirkt auf die Kathodenstrahlteilchen von der Kathode bis zur Anode? Denken wir, dasselbe habe gerade die Kathode verlassen, so wird es zunächst von der elektromotorischen Kraft an der Kathode, dem Kathodenfall, von der Kathode abgestoßen. Durch diese Kraft erfährt es eine Beschleunigung und gerät in das Glimmlicht und dann in den dunkeln Raum. Auf der ganzen Strecke dieser beiden Teile der Entladung wirkt wieder eine Kraft beschleunigend auf das Teilchen, nämlich die elektromotorische Kraft im Glimmlicht und im dunkeln Trennungsraum. Dasselbe wiederholt sich im positiven Licht. Das Teilchen erfährt also fortdauernd eine Beschleunigung, bis es gegen die Anode oder die Wand prallt. Ist die Anode durchbohrt, so daß das Kathodenstrahlteilchen durch die Öffnung aus dem elektrischen Felde gelangen kann, so setzt es hinter der Anode seine Bahn mit konstanter Geschwindigkeit fort. Die Verhältnisse liegen hier ähnlich wie bei einem fallenden Stein. Indem die Schwerkraft auf denselben längs einer gewissen Strecke, z. B. 1 cm, wirkt, erteilt sie ihm eine bestimmte Beschleunigung; nachdem er diese 1 cm durchfallen, wirkt die Schwerkraft wieder längs 1 cm und vergrößert wieder seine Geschwindigkeit. Der Schwerkraft entspricht die elektromotorische Kraft, die auf das Teilchen längs der ganzen Strecke von der Kathode zur Anode wirkt. Nur liegen im letzteren Falle die Verhältnisse etwas verwickelter als

bei der Schwerkraft, insofern nämlich letztere bis zu beträchtlichen Höhen fast konstant ist, während die elektromotorische Kraft in der Entladungsröhre von Ort zu Ort sich ändert. Wem für das Verständnis des Vorganges diese Variation der Kraft noch Schwierigkeiten bereiten sollte, der kann sich vorstellen, daß man den Stein von solcher Höhe herabfallen ließe, daß man die Schwerkraft nicht in allen Höhen gleich setzen darf (nach dem Newtonschen Gravitationsgesetz nimmt sie bekanntlich umgekehrt proportional dem Quadrat der Entfernung vom Erdmittelpunkt ab). In der Höhe ist die Kraft verhältnismäßig klein; sie nimmt immer mehr zu, je mehr der Stein sich dem Erdboden nähert, und infolgedessen wird seine Beschleunigung immer größer und größer. Das Kathodenstrahlteilchen erfährt entsprechend dem großen Kathodenfall an der Kathode die größte Beschleunigung, und seine Geschwindigkeit nimmt im positiven Licht verhältnismäßig wenig zu und noch weniger im dunkeln Trennungsraume.

Während das negative Kathodenstrahlteilchen von der Kathode fortwandert, eilt das positive Teilchen zur Kathode (vgl. Versuch von Perrin S. 39), und zwar wirken auf dasselbe genau dieselben Kräfte wie auf das negativ geladene Kathodenstrahlteilchen, nur mit umgekehrten Vorzeichen.

Aus den Messungen über das Spannungsgefälle läßt sich noch ein wichtiges Resultat berechnen, nämlich die freie Ladung, d. h. der Überschuß von positiver bzw. negativer Elektrizität in den einzelnen Teilen der Entladung. Die betreffende Formel soll hier nicht abgeleitet werden, da hierzu höhere Mathematik erforderlich wäre, sondern nur der Weg gezeigt werden, wie man aus Messungen über die Kraft (Spannungsgefälle) einen Schluß auf die freie Elektrizität ziehen kann.

In einem Elektrolyten sind positive und negative Teilchen vorhanden, und zwar gleich viel; die freie Elektrizität ist Null, und dementsprechend wird ein geladener Körper, den man dem Elektrolyten nähert, weder abgestoßen noch angezogen. Ist ein Körper dagegen geladen, d. h. enthält er einen Überschuß von Elektrizität des einen Vorzeichens, so übt er auf jeden genäherten zweiten geladenen Körper eine Kraft aus.

Man denke sich nun einen Nichtleiter, z. B. eine ebene Harzplatte, und auf dieselbe parallele Streifen von Metall dicht nebeneinander gelegt, aber so, daß sie sich nirgends berühren. Um die

Analogie mit der Entladungsröhre, in der stets ebensoviel positive Elektrizität wie negative vorhanden ist, möglichst zu wahren, wollen wir annehmen, daß die Streifen teils positiv, teils negativ geladen sind, so daß die Summe der beiden Elektrizitäten Null ist. Im übrigen kann die Lage der Streifen beliebig gedacht werden; an einzelnen Stellen mögen die positiven mit den negativen abwechseln, an anderen Stellen mögen mehrere positive oder negative nebeneinander liegen. Bringen wir nun einen positiv geladenen kleinen Körper in die Nähe eines positiven Streifens, so wird derselbe mit einer gewissen Kraft abgestoßen. Umgekehrt können wir natürlich aus der Abstoßung schließen, daß wir in der Nähe eines positiv geladenen Streifens sind. Bewegen wir uns jetzt parallel mit der Fläche und nähern uns dabei einem negativen Streifen, so wird die abstoßende Kraft abnehmen und in eine anziehende übergehen usw.

Man erkennt unschwer, daß man aus der Zu- bzw. Abnahme der abstoßenden Kraft einen Schluß auf die Ladung ziehen kann. Dies gilt natürlich auch für die Ladung in Entladungsröhren. Nimmt beim Durchwandern der Röhre von der Anode zur Kathode an irgend einer Stelle die elektromotorische Kraft (Spannungsgefälle) zu, so ist dort ein Überschuß von positiver Elektrizität vorhanden, nimmt sie ab, ein Überschuß von negativer Elektrizität. In den Figg. 19 und 20 ist durch das Plus- und Minuszeichen angedeutet, an welchen Stellen der Entladung freie positive bzw. freie negative Elektrizität vorhanden ist. Man erkennt aus denselben, daß unmittelbar an der Anode die negative Elektrizität und an der Kathode die positive überwiegt, ferner, daß jede Schicht der positiven Lichtsäule sich zusammensetzt aus einem positiven und negativen Teil. Besonders eingehend sind die Ladungsverhältnisse an der Kathode von A. Wehnelt untersucht worden, wobei sich ergab, daß beim anormalen Kathodenfall auch im Kathodendunkelraum abwechselnde Lagen von positiver und negativer Elektrizität vorhanden sind, aber so, daß die positive im ganzen immer im Überschusse vorhanden ist; bei normalem Kathodenfall enthält dagegen der dunkle Raum überall nur einen Überschuß von positiver Elektrizität.

Achtes Kapitel.

Kathodenstrahlen im elektrostatischen Felde.

Die Frage, ob Kathodenstrahlen durch elektrostatische Wirkungen beeinflußt werden, ist von einer Reihe von Forschern untersucht worden, und die Tatsache, daß bis zum Jahre 1897 keine derartige Beeinflussung einwandfrei entdeckt werden konnte, galt lange als ein Experimentum crucis, welches mit den Crookesschen Anschauungen unvereinbar war.

Im Jahre 1876 machte E. Goldstein die Beobachtung, daß Kathodenstrahlen beim Vorbeigang an einer zweiten Kathode eine Abstoßung erfahren. Dies für eine elektrostatische Wirkung zu halten — was sie tatsächlich ist —, wurde dadurch unmöglich, daß die Anode nur eine unmerklich kleine Anziehung ausübte. Goldstein schlug deswegen für die Erscheinung einen neuen Namen vor und nannte sie Deflexion der Kathodenstrahlen.

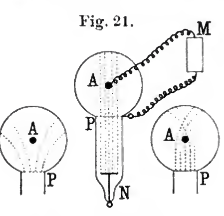
Auch die Versuche von H. Hertz, der die Kathodenstrahlen das Kraftfeld eines Kondensators durchlaufen ließ, ergaben keine Beeinflussung. Der Grund lag darin, wie aus späteren Beobachtungen hervorging, daß die Kathodenstrahlen das Gas zu einem Leiter machen und daß deswegen jedes in diesem Medium erzeugte Kraftfeld in kurzer Zeit verschwindet.

Jaumann in Prag war wohl der erste, der im Jahre 1896 durch elektrostatische Ausflüsse eine Ablenkung der Kathodenstrahlen erzielte. Die von ihm angewandte Methode ist aber nicht einwandfrei. Im Jahre 1897 wurde von J. J. Thomson und etwas später von W. Kaufmann und Aschkinass die elektrostatische Ablenkung der Kathodenstrahlen festgestellt und die Gesetze unter Zugrundelegung der Emissionstheorie mathematisch formuliert. Im Jahre 1898 folgten dann die diesbezüglichen Arbeiten von P. Lenard und W. Wien, welche unter Anwendung von ganz reinen Versuchsbedingungen eben-

falls zu dem Ergebnis kamen, daß die Ablenkung der Kathodenstrahlen als rein elektrostatisch aufgefaßt werden muß.

Sehr schön läßt sich die Ablenkung bzw. Anziehung im elektrischen Felde durch folgenden einfachen Versuch von Perrin nachweisen (Fig. 21). Die Strahlen gehen von der Kathode *N* aus und durchdringen ein metallisches Drahtnetz *P*, welches zur Erde abgeleitet ist und als Anode dient. Senkrecht zur Ebene der Figur befindet sich ein Draht *A*, von dem ein Schatten auf die Glaswand geworfen wird. *A* wird mit einer Batterie *M* verbunden und so geladen. Auf diese Weise entsteht zwischen *P* und *A* eine Potentialdifferenz, die man beliebig variieren kann. In der mittleren Figur ist der Fall dargestellt, wo *A* nicht geladen ist. Ist *A* negativ, so biegen sich die Kathodenstrahlen von dem Drahte ab und stürzen sich bei positiver Ladung in *A* auf den Draht.

Fig. 21.



Die Gesetze der Ablenkung wurden auf Grund der Emissionstheorie zuerst von J. J. Thomson, W. Kaufmann und Aschkinass, wie schon erwähnt, entwickelt. Der Gedankengang ist ungefähr der folgende:

Werfen wir einen Körper in horizontaler Richtung, so würde er nach dem Trägheitsgesetze, falls keine anderen Kräfte auf ihn wirkten, in horizontaler Richtung weiter fliegen, und zwar derart, daß er in gleichen Zeiten gleiche Strecken zurücklegte. Wirkt aber zu gleicher Zeit die Schwerkraft auf ihn, so beschreibt er bekanntlich eine Parabel.

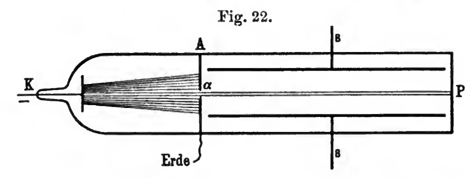
Ganz ähnlich liegen die Verhältnisse, wenn man ein Kathodenstrahlteilchen in horizontaler Richtung fortschleudert, so daß es sich mit konstanter Geschwindigkeit weiter bewegt und dann noch senkrecht zu dieser Bahn eine konstante Kraft wirken läßt. Die Gerade wird dann ebenfalls in eine Parabel übergehen.

Von der Kathode *K* (Fig. 22, a. f. S.) fällt der Kathodenstrahl auf ein metallisches Diaphragma *A*, das als Anode dient und zur Erde abgeleitet ist. Es gelangt durch die Öffnung α und fällt als ein feiner Strahl auf den Fluoreszenzschirm *P*. Werden dann die zwei metallischen Platten *ss* geladen, so wird der Strahl abgelenkt

und der Fluoreszenzfleck auf dem Schirme P nimmt eine andere Lage als ursprünglich an. Quantitativ läßt sich die Ablenkung in folgender Weise elementar berechnen.

Offenbar leisten die elektrischen Kräfte, indem sie das Kathodenstrahlteilchen längs der Strecke $K\alpha$ verschieben, eine Arbeit, die nach dem Energieprinzipe gleich der Zunahme seiner kinetischen Energie sein muß. Da seine Anfangsgeschwindigkeit an der Kathode Null ist, so ist $\frac{1}{2}mv^2$ die Zunahme seiner kinetischen Energie, wo v die Endgeschwindigkeit bei α und m seine Masse bedeuten. Mit dieser konstanten Geschwindigkeit v bewegt sich das Teilchen horizontal weiter, da von α bis P keine elektrischen Kräfte wirksam sind, solange die Platten ss nicht geladen sind. Um die Arbeit, welche die elektrischen Kräfte leisten, zu berechnen, erinnern wir uns der Analogie zwischen Potentialdifferenz und Temperaturdifferenz (S. 6). Temperaturen

Fig. 22.



messen wir durch Wärmeenergien. Tauchen wir nämlich ein Thermometer z. B. in ein Gefäß mit warmem Wasser, so gibt letzteres Wärmeenergie an das Thermometer ab, und diese Wärmeabgabe dauert, wie die Erfahrung zeigt, so lange, bis beide gleiche Temperatur haben. Die von dem Wasser abgegebene Wärmeenergie ist gleich dem Produkt aus spezifischer Wärme c und Masse des Wassers M und Temperaturerniedrigung $T_1 - T_0$, wo T_1 die Anfangstemperatur des Wassers, T_0 die Endtemperatur, wenn das Wasser und das Thermometer gleiche Temperaturen besitzen, bedeuten. Ebenso ist die von dem Thermometer aufgenommene Wärmeenergie gleich dem Produkte aus der spezifischen Wärme c' und der Masse des Thermometers $m \times$ Temperaturerhöhung $T_0 - T$, wo T die Anfangstemperatur des Thermometers bedeutet. Da beide Energien einander gleich sein müssen, so ist

$$Mc(T_1 - T_0) = mc'(T_0 - T).$$

Dadurch, daß wir das Gefäß des Thermometers im Vergleich zu den Dimensionen des Körpers, dessen Temperatur wir messen wollen, sehr klein machen, wird m sehr klein, während M verhältnismäßig sehr groß ist. Aus der Gleichung ergibt sich dann sofort, daß $T_1 - T_0$ sehr klein ist, d. h. T_0 unterscheidet sich nur wenig von T_1, und es ist daher, trotzdem M von Körper zu Körper sich ändert, die mit ein und demselben Thermometer gemessene Endtemperatur T_0 sehr nahe gleich der Anfangstemperatur T_1 des Körpers, dessen Temperatur gemessen werden soll.

Ebenso wie wir Temperaturen mit Hilfe von Wärmeenergien messen, ebenso erhalten wir ein Maß für die Größe von Potentialdifferenzen aus dem Begriff der Arbeit. Da nach dem Energieprinzip eine mechanische Arbeit einer elektrischen Energie äquivalent ist und letztere gleich dem Produkte aus Potentialdifferenz und Elektrizitätsmenge ist, so erhalten wir, wenn wir die Elektrizitätsmenge gleich 1, also gleich 1 Coulomb setzen, folgende Definition:

Die Potentialdifferenz zwischen zwei Stellen A und B eines elektrischen Feldes wird gemessen durch die Arbeit, welche die elektrischen Kräfte leisten, wenn sie 1 Coulomb von A nach B überführen.

Nach diesen Erörterungen kehren wir zu unserer Aufgabe zurück. Die Potentialdifferenz zwischen K und α (Fig. 22) sei V, dann bedeutet V nach dem vorhergehenden die Arbeit, welche die elektrischen Kräfte leisten, um die Elektrizitätsmenge 1 von K nach α überzuführen. Sei die uns zunächst unbekannte Ladung des Kathodenstrahlteilchens e, so ist die ganze Arbeit, welche die elektrischen Kräfte leisten, Ve, und diese Arbeit muß nach dem Energieprinzip gleich sein der Zunahme der lebendigen Kraft des Teilchens, also $^1/_2\, m v^2$. Es ergibt sich somit

$$Ve = {}^1/_2\, m v^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Unter Geschwindigkeit versteht man bekanntlich den in der Zeiteinheit zurückgelegten Weg. Rechnen wir nun die Zeit von dem Augenblicke an, wo das Kathodenstrahlteilchen α verläßt, und ebenso den zurückgelegten Weg l von α an, so ist, da die Geschwindigkeit des Teilchens von α bis P konstant bleibt,

$$v = \frac{l}{t}.$$

Dies in (1) eingesetzt, gibt

$$Ve = {}^1/_2\, m \frac{l^2}{t^2} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Nun laden wir die beiden Platten ss; es wirkt dann auf das Teilchen eine konstante Kraft in vertikaler Richtung, und dasselbe wird, wenn die untere Platte + ist, nach demselben Gesetze nach unten sich bewegen, wie ein fallender Körper unter dem Einfluß der Schwerkraft. Ist s der Fallraum und t die Zeit, so gilt für den letzteren Fall die Gleichung

$$s = {}^1/_2\, g t^2.$$

Wir multiplizieren beiderseitig mit m, der Masse des fallenden Körpers; es wird dann

$$ms = {}^1/_2\, m g t^2.$$

$m \cdot g$, d. h. Masse und Beschleunigung, ist gleich der wirkenden Kraft F, also ist

$$ms = {}^1/_2\, F t^2 \quad \ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

Diese Gleichung gilt natürlich auch, wenn der Körper unter dem Einfluß einer anderen Kraft als der Schwerkraft fällt, z. B. unter dem Einfluß der elektrischen Kraft zwischen den Platten ss. F bedeutet also jetzt die elektrische Kraft, welche das Teilchen nach unten zieht und die nach dem Coulombschen Gesetze in ganz analoger Weise wirkt, wie nach Newton die Schwerkraft. Versteht man, wie das gewöhnlich geschieht, unter elektrischer Kraft die Kraft, welche auf die elektrische Menge 1 wirkt und bezeichnet diese mit Π, so wird

$$F = \Pi e \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

Dies in (3) eingesetzt, gibt

$$ms = {}^1/_2\, \Pi e t^2 \quad \ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

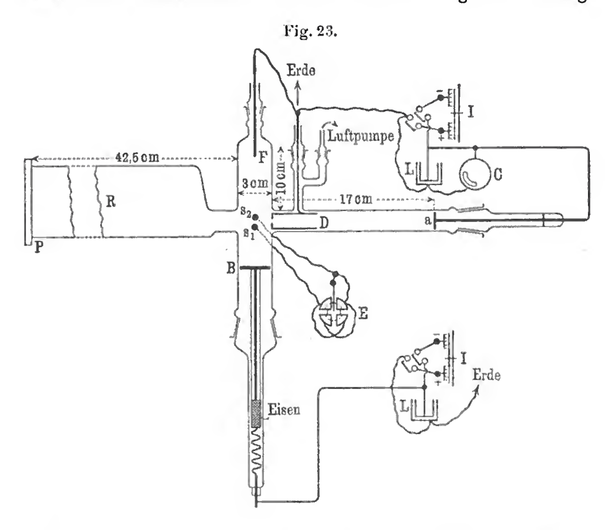
Eliminiert man t^2 aus (5) und (2), so erhält man

$$\frac{Vs}{\Pi} = \frac{l^2}{4}.$$

Es ergibt sich somit, daß das Produkt $\frac{Vs}{\Pi}$ gleich dem aus den Dimensionen des Apparates zu berechnenden konstanten Werte $\frac{l^2}{4}$ ist, wo $l = \alpha P$ (Fig. 22) ist.

Die physikalische Bedeutung der Formel liegt auf der Hand: Tritt ein mit konstanter Geschwindigkeit sich bewegendes Kathodenstrahlteilchen in ein elektrostatisches Kraftfeld, dessen Kraftlinien senkrecht zu seiner ursprünglichen Bahn verlaufen, so ist s, d. h. die Strecke, um die sich dasselbe in der zu seiner ursprünglichen Bahn senkrechten Richtung bewegt, direkt proportional der ablenkenden Kraft und umgekehrt proportional der wirksamen Potentialdifferenz. Die Verhältnisse liegen hier analog

Fig. 23.

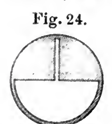


wie bei dem horizontal geschleuderten Steine, auf den gleichzeitig die Schwerkraft wirkt (S. 50).

Um diese Beziehung zu prüfen, benutzten Kaufmann und Aschkinass die folgende Versuchsanordnung. Die von der Kathode a ausgehenden Strahlen treten nach Durchgang durch ein zur Erde abgeleitetes metallisches Diaphragma D, welches als Anode dient, in das von der mit Hilfe eines Magneten verschiebbaren Kathode B erzeugte Kraftfeld ein, gelangen dann in das

weitere Rohr *R* und endigen schließlich an der mit einer Teilung versehenen und auf der nach innen gekehrten Fläche mit fluoreszierender Kreide bestrichenen Verschlußplatte *P*. Das Entladungspotential V_0 an der Kathode *A* wurde mit Hilfe eines Braunschen Elektrometers *C* gemessen. Der Öffnung des Diaphragmas *D* wurde die in Fig. 24 bezeichnete Form gegeben, so daß man auf der oberen Hälfte der Verschlußplatte ein schmales Spaltbild erhielt, während die untere Hälfte durch das Fluoreszenzlicht genügend erhellt wurde, um die Lage des Spaltbildes auch im verdunkelten Zimmer ablesen zu können. Zur Messung der Intensität *H* des deflektierenden Feldes dienten die beiden Platinsonden s_1 und s_2, welche das Entladungsrohr durchsetzten und mit dem Quadrantelektrometer *E* verbunden waren. Als Elektrizitätsquellen für die Kathoden *A* und *B* dienten zwei durch einen Elektromotor gemeinschaftlich angetriebene Influenzmaschinen *I*, *I*, die mit Leidener Flaschen *L* verbunden waren. Die beiden Größen V_0 und *H* wurden erstens unabhängig voneinander variiert durch Verschiebung der Kathode *B* oder durch Verstellung der Diagonalkondensatoren der Maschinen, zweitens gemeinschaftlich durch Änderung des Gasdruckes im Entladungsrohre.

Fig. 24.

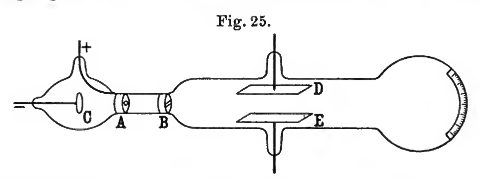


Es ergab sich stets eine recht befriedigende Übereinstimmung zwischen dem aus der Emissionstheorie berechneten und dem beobachteten Werte. Diese Arbeit stützt daher außerordentlich die letztere Theorie.

Versuche über die elektrostatische Beeinflussung der Kathodenstrahlen sind auch von einer Reihe von anderen Forschern teils gleichzeitig mit Kaufmann und Aschkinass und teils kurz nachher angestellt und veröffentlicht worden, so von Lenard, Wien usw. An dieser Stelle soll nur noch ein Experiment von J. J. Thomson besprochen werden, welches den Grund für die negativen Resultate von Hertz aufklärte. Die benutzte Röhre stellt die Fig. 25 dar. *C* ist die Kathode, die Anode *A* besteht aus einem metallischen Diaphragma; *B* ist ein zweites, zur Erde abgeleitetes metallisches Diaphragma. *E* und *D* sind die Platten, welche elektrostatisch geladen werden. Anfangs konnte J. J. Thomson, ebensowenig wie Hertz, eine Ablenkung der Kathodenstrahlen beobachten; beim weiteren Auspumpen er-

hielt er beim plötzlichen Laden der beiden Platten *D* und *E* eine Ablenkung, die aber langsam zurückging. Es rührte dies davon her, daß die Kathodenstrahlen das Gas ionisieren, d. h. das Gas in positiv und negativ geladene Teilchen spalten und die positiven Ionen zur negativen Platte und die negativen Ionen zur positiven Platte wandern. Hierdurch verschwindet das elektrostatische Feld und infolgedessen kehren die Kathodenstrahlen zu ihrer Anfangslage zurück. Werden *D* und *E* auf ein sehr hohes

Fig. 25.



Potential geladen, so werden die Kathodenstrahlen stark abgelenkt; springt aber ein Funken zwischen den Platten über, d. h. gleichen sich die beiden Elektrizitäten aus, so schnellt der Kathodenstrahl in seine Anfangslage zurück. Wenn sehr weit ausgepumpt wurde, so daß die Ionisation sehr klein war, so konnte eine dauernde Ablenkung der Kathodenstrahlen leicht erzielt werden.

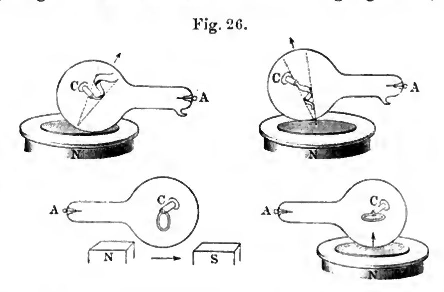
Auf elektrostatische Wirkungen lassen sich die am Anfange dieses Kapitels geschilderten Versuche und die Deflexionserscheinungen von Goldstein zurückführen. Ihre richtige Deutung ist nur dadurch so lange hinausgeschoben worden, daß man eine Reihe von Nebenfaktoren, z. B. die ionisierende Kraft der Kathodenstrahlen u. a., erst spät richtig gewürdigt hat.

Neuntes Kapitel.

Kathodenstrahlen im magnetischen Felde.

Bereits die Entdecker der Kathodenstrahlen, Plücker und Hittorf, fanden, daß dieselben durch einen Magneten aus ihrer ursprünglichen Bahn abgelenkt werden und daß sie sich dabei verhalten, wie ein an einem Ende befestigter stromdurchflossener Leiter. Die Größe der Ablenkung hängt außer von der Stärke des Magnetfeldes, der sie direkt proportional ist, auch in sehr mannigfaltiger Weise von den Versuchsbedingungen ab; hierzu

Fig. 26.



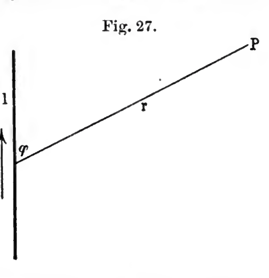
gehören vor allem der Verdünnungsgrad des in der Röhre befindlichen Gases, die chemische Natur des letzteren, die Dimensionen der Röhre, das etwaige Vorhandensein von Funkenstrecken in der Zuleitung usw. Bereits Crookes fand, daß, je größer die Potentialdifferenz zwichen den Elektroden, desto gestreckter die Bahn ist. Er vergleicht diese Beziehung sehr hübsch mit der Erscheinung, welche horizontal abgeschossene Mitrailleusenkugeln zeigen, bei denen die Bahn ebenfalls um so weniger gekrümmt ist, je größer die Pulverladung ist.

Bevor wir die auf Grund der Emissionstheorie sich ergebenden Gesetze ableiten, dürfte es wünschenswert sein, die Wirkung

eines Magneten auf einen stromdurchflossenen Leiter kurz zu schildern.

Bekanntlich wirkt auf einen geradlinigen Stromträger, d. h. einen stromdurchflossenen Leiter im Magnetfelde, eine Kraft, welche sowohl zu seiner als zu der Richtung der magnetischen Kraftlinien senkrecht steht und deren Sinn durch folgende Regel bestimmt wird: Denkt man sich in der Richtung der magnetischen Kraft schwimmend, den Kopf voran, den Blick den Strom hinabgewendet, so wird der Stromträger nach der rechten Seite getrieben. Auf dieses Gesetz, welches natürlich auch für Kathodenstrahlen gilt, denn dieselben führen negative Elektrizität mit sich, stellen also einen Strom negativer Elektrizität dar, lassen sich eine große Anzahl von zum Teil recht verwickelten magnetischen Beeinflussungen der Kathodenstrahlen zurückführen. Eine Reihe derartiger Erscheinungen sind von Plücker (für das Glimmlicht) und Hittorf für Kathodenstrahlen beschrieben worden. In den vorstehenden Figuren, die wohl kaum einer besonderen Erklärung bedürfen, ist der magnetische Kraftlinienverlauf durch Pfeile und gestrichelte Gerade angedeutet; deutlich sieht man, wie die Kathodenstrahlen, entsprechend der obigen Regel, sich um die Kraftlinien winden; wenn das magnetische Feld in der Nähe der Kathodenstrahlen homogen ist, d. h. die magnetische Kraft hier überall gleich groß ist, was in den letzten beiden Figuren dargestellt ist, so wickeln sich die Kathodenstrahlen zu einem Kreise auf, der senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien steht.

Fig. 27.



Über die Größe der Kraft zwischen einem Magnetpol und einem Stromträger gibt uns das Biot-Savartsche Gesetz Auskunft. l sei ein kleines, gerades Stromstück, durch das der Strom i fließt, in P befinde sich die magnetische Menge μ (z. B. ein Pol eines Magneten, dessen anderer sehr weit entfernt ist), dann ist die Kraft

$$K = \frac{\mu i l \sin \varphi}{r^2}.$$

Diese Kraft ist entsprechend dem Vorhergehenden senkrecht zu der durch l und P gelegten Ebene, also senkrecht zur Ebene des Papiers.

Die Größe $\frac{\mu}{r^2}$ nennt man die Feldstärke; sie wird offenbar gemessen durch die Kraft, welche die das Feld erzeugende magnetische Masse auf die magnetische Masse 1 ausübt, denn nach dem Coulombschen Gesetze ist die Kraft $= \frac{\mu \mu'}{r^2}$, also wenn $\mu' = 1$, so ist die Kraft $= \frac{\mu}{r^2}$.

Ist das Magnetfeld homogen, d. h. ist die magnetische Kraft in dem in Betracht kommenden Raume überall konstant, und steht der stromdurchflossene Leiter senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien, so ist $\varphi = 90^0$ und die Kraft

$$K = i l H,$$

wo H die Feldstärke bedeutet. In dem Kathodenstrahle soll das Teilchen, welches die elektrische Ladung e besitzen möge, mit der konstanten Geschwindigkeit v sich bewegen, dann ist die Wirkung des Feldes auf das Teilchen dieselbe wie auf die Längeneinheit eines Stromes, welcher in der Zeiteinheit die Elektrizitätsmenge ev mit sich führt; also ist die Kraft

$$K = e v H \quad \dots\dots\dots \quad (1)$$

Unter der Einwirkung derselben krümmt sich der Kathodenstrahl zu einem Kreise mit dem Radius r (s. Fig. 26); es hält dann die Zentrifugalkraft $\frac{m v^2}{r}$ der ablenkenden Kraft das Gleichgewicht; hier bedeutet m die Masse des Kathodenstrahlteilchens. Es ist also

$$H e v = \frac{m v^2}{r} \quad \text{oder} \quad r = \frac{m v}{e H} \quad \dots\dots \quad (2)$$

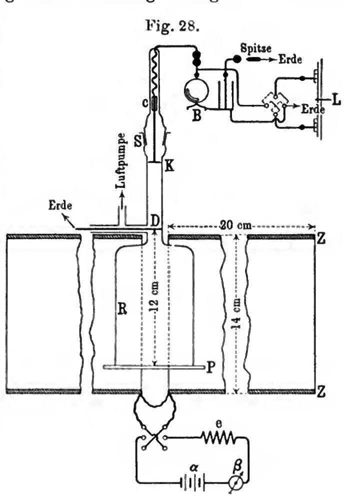
Da bekanntlich die Krümmung eines Kreises um so geringer ist, je größer sein Radius ist, so ergibt sich aus der letzten Formel:

Der Kathodenstrahl krümmt sich im Magnetfelde um so mehr, je kleiner seine Geschwindigkeit v und je größer die magnetische Feldstärke ist.

Dieses Gesetz prüfte W. Kaufmann mittels der in Fig. 28 dargestellten Anordnung.

Eine Glasröhre *R* war an ihrem einen Ende mit einer angekitteten starken Spiegelglasplatte *P* verschlossen; am anderen Ende war ein Ansatzrohr angeblasen, in welchem sich die Kathode *K* befand. Letztere trug an ihrem Stiele einen dünnen eisernen Zylinder *c*, so daß sie durch einen Elektromagneten von außen verschoben werden konnte. Als Anode diente ein Platindraht *D*, dessen Schatten auf der mit einer Teilung versehenen Platte *P* die Beobachtung der Ablenkung ermöglichte. Behufs leichterer Beobachtung war die Platte auf der Innenseite mit einer dünnen Schicht Kreide bedeckt, die unter dem Einfluß der Kathodenstrahlen rötlich fluoreszierte. Zur Erzeugung des Magnetfeldes diente ein Solenoid, welches aus zwei Röhren aus Zinkblech *ZZ* mit je 2 × 130 Windungen isolierten Kupferdrahtes bestand. Ihre Anordnung ist aus Fig. 28 ersichtlich. Der Strom für die Spulen wurde durch eine Akkumulatorenbatterie α geliefert und mittels eines Rheostaten *e* und Amperemeters β reguliert bzw. abgelesen. Als Elektrizitätsquelle für die Röhre diente eine Influenzmaschine *L*, deren positiver Pol zur Erde abgeleitet war. *B* ist ein Braunsches Elektrometer.

Fig. 28.



Die Versuche bestätigten das obige Gesetz, ja sie ergaben sogar, daß die Ablenkbarkeit der Kathodenstrahlen unabhängig von Druck, Gasinhalt, Elektrodenabstand und Elektrodensubstanz war, wenn die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden (also die Geschwindigkeit) dieselbe blieb. Dies Beobachtungsresultat kann mit dem theoretischen nur übereinstimmen, wenn e/m eine

konstante Zahl ist. Die Erklärung dieses überraschenden Ergebnisses bereitete Kaufmann Schwierigkeiten. Denn macht man die naheliegende Annahme, daß die bewegten Teile Ionen, wie bei Elektrolyten, sind, so müßte e/m für jeden Stoff einen anderen Wert haben, da die Masse des Ions von Stoff zu Stoff variiert [1]). Außerdem zeigt die Rechnung, daß man zur Erklärung der beobachteten Ablenkungen der Größe e/m einen ungefähr 2000mal größeren Wert beilegen muß als dem Wasserstoffion, bei dem diese Größe wegen der Kleinheit von m am größten ist. Wollte man annehmen, daß die Teilchen sich durch bloßen Kontakt an der Kathode laden, so wäre die Konstanz von e/m bei variierendem Potential unerklärlich, da ja jetzt e dem Potential proportional sein müßte. Alle diese Schwierigkeiten veranlaßten Kaufmann zu dem Schluß, daß die Hypothese, welche annimmt, die Kathodenstrahlen seien abgeschleuderte Teilchen, zu einer befriedigenden Erklärung der beobachteten Gesetzmäßigkeiten nicht ausreicht.

J. J. Thomson, welcher mit ähnlichen Versuchen gleichzeitig beschäftigt war, zog aus denselben den entgegengesetzten Schluß, nämlich, daß die Leitung der Elektrizität in Gasen in ähnlicher Weise erfolge, wie in Flüssigkeiten, nur sollten im ersteren Falle die Teilchen der Urmaterie die Träger der Elektrizität sein. Auf Grund dieser Hypothese erklärt sich sofort, weswegen man für e/m stets dieselbe Zahl erhält, unabhängig von der stofflichen Natur des angewandten Gases und ferner, da die Masse eines Teilchens der Urmaterie sehr viel kleiner ist als die Masse eines Atomes Wasserstoff, weswegen sich für das Verhältnis e/m in Gasen eine so sehr viel größere Zahl ergibt als bei Elektrolyten.

---

[1]) Lassen wir ein und denselben Strom durch verschiedene Elektrolyte hindurchgehen, so werden nach Faradays bekanntem Gesetze äquivalente Mengen abgeschieden; ein und dieselbe Elektrizitätsmenge e scheidet also aus den verschiedenen Elektrolyten verschiedene und zwar äquivalente Mengen ab, wir erhalten also für die verschiedenen Stoffe verschiedene Werte für das Verhältnis $\frac{e}{m}$, z. B. beim Wasserstoff $\frac{e}{1}$, für zweiwertiges Kupfer $\frac{e}{31,75}$, für Eisen in $FeCl_2$ $\frac{e}{28}$, in $FeCl_3$ $\frac{e}{18,7}$ usw. (Atomgewicht des Kupfers 63,5, des Eisens 56.)

Ungefähr zur gleichen Zeit gelangte Wiechert zu ähnlichen Ergebnissen. Die betreffende Arbeit, nur im Auszug in einer schwer zugänglichen Zeitschrift, den Sitzungsberichten der physikalisch-ökonomischen Gesellschaft in Königsberg, 1897 erschienen, hat kaum Beachtung gefunden und durch seine Übersiedelung nach Göttingen ist wohl der Autor verhindert worden, die ausführliche Mitteilung zu veröffentlichen. Trotzdem darf der Name Wiechert unter den Pionieren auf diesem Gebiete nicht übergangen werden. Seine Messungen ergaben, daß die Masse des Kathodenstrahlteilchens 2000 bis 4000 mal kleiner sei als die des Wasserstoffatoms, also des leichtesten der bekannten chemischen Atome. Dies Ergebnis führte zu der Vorstellung, daß wir in den Kathodenstrahlen Atome vor uns haben, die ebensowenig wie die chemischen Atome neugebildet oder zerstört werden können — elektrische Atome nennt sie der Verf. — und ferner, daß die Ladung eines jeden materiellen Teilchens diesem ein für allemal eigentümlich ist und sich niemals ändert. Die große Ähnlichkeit zwischen den Theorien von Thomson und Wiechert liegt auf der Hand.

Die Vorstellung, daß die Welt aus einer Urmaterie besteht, ist uralt. Der erste, welcher aus derselben einen greifbaren Schluß zog, war der Chemiker Prout (1815), welcher die Hypothese aufstellte, daß der Wasserstoff die Urmaterie sei. Hieraus folgt, daß die Atomgewichte aller Elemente Vielfache des Wasserstoffs sein müssen. In England brach sich diese Anschauung schnell Bahn, und Th. Thomson suchte sie durch eine Reihe von selbst für damalige Zeiten schlechten Atomgewichtsbestimmungen zu stützen. Auf dem Kontinent wurde sie durch den maßgebenden Einfluß von Berzelius im Keime unterdrückt, der darauf hinwies, daß die berechneten Zahlen mit den direkt gefundenen nicht übereinstimmten. Als es aber Dumas gelang, in dem von Berzelius ermittelten Atomgewichte des Kohlenstoffs einen bedeutenden Fehler nachzuweisen, und als er weiter fand, daß das Atomgewicht des Kohlenstoffs genau 12 mal so groß als das des Wasserstoffs ist, und als sich diese letztere Erscheinung bei einer Reihe von anderen Elementen wiederholte, wurde er ein begeisterter Anhänger der Proutschen Hypothese. Sein ursprünglicher Arbeitsgenosse, Stas, griff die Frage ebenfalls auf. Anstatt aber viele Elemente zu untersuchen, begnügte er sich mit einigen



wenigen, stellte aber deren Atomgewichte mit einer bisher noch nicht wieder erreichten Genauigkeit fest. Dabei ergab sich, daß die Proutsche Hypothese in keinem Falle mit der Erfahrung übereinstimmte. Trotzdem ist sie wieder und immer wieder ausgesprochen worden, besonders seit Mendelejeff und Lothar Meyer das periodische System der Elemente aufstellten. Genau so wie die Farbe einer Lösung zunimmt, je mehr Farbstoff man in Lösung bringt, genau so sollten die Eigenschaften der Elemente (z. B. Schmelzpunkt, Atomvolumen usw.) zunehmen, je mehr von der Urmaterie sich zu einem Atom kondensiert, nur sollten im letzteren Falle die Verhältnisse etwas komplizierter sein, insofern als die Eigenschaften nicht immer zunehmen, sondern auch eventuell abnehmen sollten.

Die Proutsche Hypothese griff J. J. Thomson wieder auf, aber nicht der Wasserstoff sollte die Urmaterie sein, sondern ein anderer unbekannter Körper, dessen Teilchen er Korpuskeln oder Quanten nannte und die er in den Kathodenstrahlen in Händen zu haben glaubte. Seine späteren Arbeiten, auf die wir in den folgenden Kapiteln zu sprechen kommen werden, gingen darauf aus, die Masse oder das Atomgewicht der Urmaterie zu bestimmen. Seine Hypothese ist heute nicht mehr haltbar; trotzdem kommt ihm das große Verdienst zu, unsere Kenntnisse über das Kathodenstrahlteilchen durch eine Reihe von glänzenden Untersuchungen außerordentlich gefördert zu haben, so daß er stets als ein erfolgreicher Pfadfinder auf diesem Gebiete gelten wird.

Zehntes Kapitel.

Energie und Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen.

Die Energie der Kathodenstrahlen läßt sich leicht ermitteln, indem man sie in ein Kalorimeter fallen läßt, wo sie absorbiert werden, und ihre Energie in Wärmeenergie, die sich nach bekannten Methoden leicht messen läßt, umwandeln. Derartige

Versuche sind von E. Wiedemann und H. Ebert, sowie J. J. Thomson angestellt, dem wir auch die nachfolgenden Entwickelungen verdanken.

Wir nehmen wieder an, daß die ganze von den elektrischen Kräften geleistete Arbeit sich in kinetische Energie umsetzt und erhalten so die bekannte Gleichung (S. 51):

$$\tfrac{1}{2} m v^2 = e V, \quad \ldots \ldots \quad (1)$$

wo m die Masse des Kathodenstrahlteilchens, e seine Ladung, v seine Geschwindigkeit und V die wirksame Potentialdifferenz bedeuten. Treten in der Zeiteinheit N Kathodenstrahlteilchen durch eine Fläche, so fließt in ihnen durch diese in der Zeiteinheit die Energie.

$$\tfrac{1}{2} N m v^2 = N e V \quad \ldots \ldots \quad (2)$$

Setzt sich diese kinetische Energie in Wärmeenergie W um, so ist

$$W = \tfrac{1}{2} N m v^2 \quad \ldots \ldots \quad (3)$$

Da in der Zeiteinheit N Kathodenstrahlteilchen durch die Fläche hindurchwandern und jedes die elektrische Ladung e mit sich führt, so ist die in der Zeiteinheit durch die Fläche fließende Elektrizitätsmenge, also die Stromstärke I

$$I = N e \quad \ldots \ldots \quad (4)$$

Durch Division der beiden letzten Gleichungen erhält man

$$\frac{e}{m} = \frac{I v^2}{2 W} \quad \ldots \ldots \quad (5)$$

In dieser Gleichung läßt sich alles messen außer e/m und v. Aus der magnetischen Ablenkbarkeit der Kathodenstrahlen [S. 58, Formel (2)] ergibt sich aber ebenfalls das Verhältnis e/m und v. Kombiniert man daher beide Gleichungen miteinander, so erhält man zwei Gleichungen, die einzeln e/m und v enthalten.

Um die Wärmeenergie zu messen, benutzte Thomson folgendes Verfahren. Die Kathodenstrahlen fielen durch einen zur Erde abgeleiteten Spalt, der als Anode diente, in einen isolierten Zylinder, der von einem zweiten, zur Erde abgeleiteten umgeben war, um den ersten gegen elektrostatische Einflüsse zu schützen. In dem ersten befand sich eine Thermosäule aus Eisen-Kupfer, die mit einem empfindlichen Galvanometer verbunden war. Die Kathodenstrahlen erwärmten die Lötstelle;

hierdurch wurde eine elektromotorische Kraft erregt, und nach Eichung des Thermoelementes konnte die Energie der Kathodenstrahlen leicht berechnet werden. Mit dem inneren Zylinder war außerdem noch ein Elektrometer verbunden, um die von den Kathodenstrahlen mitgeführte Elektrizitätsmenge zu messen.

Aus den Versuchen ergab sich, daß e/m unabhängig vom Gasdruck, unabhängig von der Natur der Elektroden und des Gases war. Diese Ergebnisse stimmen also auf das beste mit denen von Kaufmann (S. 59) überein; auch die Zahlen für e/m waren bei beiden Forschern nahezu identisch.

Wir haben jetzt eine Reihe von Gleichungen, aus denen man das Verhältnis e/m und die Geschwindigkeit v bestimmen kann; dieselben, übersichtlich zusammengestellt, lauten:

Gleichung für die kinetische Energie und erzeugende Spannungsdifferenz (S. 51):

$$\tfrac{1}{2} m v^2 = e V \quad \text{(I)}$$

Gleichung für die elektrostatische Ablenkung (S. 52):

$$\frac{V s}{H} = \frac{l^2}{4}.$$

Eliminiert man aus dieser mit Hilfe von Gleichung (I) V, so ergibt sich:

$$s = \frac{e H}{m v^2} \frac{l^2}{2} \quad \text{(II)}$$

Gleichung für die magnetische Ablenkung (S. 58):

$$r = \frac{m}{e} \frac{v}{H} \quad \text{(III)}$$

oder nach Elimination von v mittels (I):

$$r = \frac{1}{H} \sqrt{2 \frac{m}{e} V}.$$

Gleichungen für erzeugte Wärme und mitgeführte Stromstärke (S. 63):

$$\frac{e}{m} = \frac{J v^2}{2 W} \quad \text{(IV)}$$

In diesen Gleichungen I bis IV lassen sich alle Größen mit Ausnahme von e/m und v durch Messungen bestimmen. Da aber

eine jede Gleichung beide Größen enthält, so läßt sich stets durch Kombination jeder einzelnen mit III sowohl e/m als auch v einzeln berechnen. Dies ist von einer Reihe von Forschern geschehen. Eine Übersicht über einzelne der so erhaltenen Werte gibt die nachfolgende Tabelle:

Beobachter	Gleichung	$v \frac{cm}{sec}$	$\frac{e}{m}$
Schuster 1890 . . .	I und III	10^{10}	$0{,}10 . 10^7$
Kaufmann 1898 . .	I „ III	—	$1{,}86 . 10^7$
J. J. Thomson 1897	II „ III	$0{,}31 — 1{,}20 . 10^{10}$	$0{,}67 — 0{,}91 . 10^7$
Lenard 1898 . . .	II „ III	$0{,}71 — 0{,}67 . 10^{10}$	$0{,}63 — 0{,}65 . 10^7$
J. J. Thomson 1897	III „ IV	$0{,}23 — 0{,}36 . 10^{10}$	$1{,}00 — 1{,}43 . 10^7$

Eine ausführliche Tabelle für e/m befindet sich im vierzehnten Kapitel.

Die Werte stimmen zwar der Größenordnung nach untereinander überein, zeigen aber doch beträchtliche Abweichungen. Zum Teil rühren dieselben von Fehlern der Methode und zum Teil daher, daß alle diese Versuche nicht zum Zwecke von exakten Messungen ausgeführt wurden; es sind deswegen auch eine Reihe von Nebenerscheinungen nicht berücksichtigt worden. Viel größere Differenzen treten bei den vom Radium ausgehenden Kathodenstrahlen auf, deren Deutung erst später gegeben werden kann.

Die Werte für die Geschwindigkeit v hängen natürlich nach Gleichung I von der angewandten Potentialdifferenz ab. Sie sind außerordentlich groß und nähern sich der Lichtgeschwindigkeit, die bekanntlich 300000 km $= 3 . 10^{10}$ cm in der Sekunde beträgt. Es ist das Verdienst von Des Coudres und Wiechert, auf direktem Wege einen ähnlich großen Wert gefunden und damit die Theorie auch in diesem Punkte gestützt zu haben.

Die von jedem dieser beiden Forscher angewandten Methoden und Versuchsanordnungen können hier nicht im einzelnen beschrieben werden. Es muß genügen, das Prinzip kurz zu schildern. Da die Geschwindigkeit v der Kathodenstrahlen, d. h. der in dem Zeitintervall t zurückgelegte Weg s, sehr groß ist und die Kathodenstrahlen bei ihrem Durchgang durch Gase stark absorbiert werden, so daß man ihren Weg nicht auf weite Strecken

verfolgen kann, so muß man für handliche Werte von s sehr kleine Zeitintervalle wählen. Diese Schwierigkeit überwanden Des Coudres und Wiechert durch Verwendung von elektrischen Schwingungen.

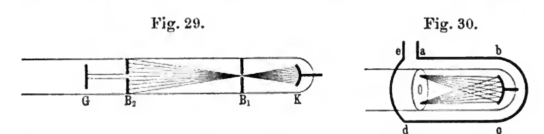
Ein durch einen Leiter fließender elektrischer Strom wirkt bekanntlich auf eine Magnetnadel ein, erregt also um den Leiter ein elektromagnetisches Feld, welches um so intensiver ist, je größer die durch den Leiter fließende Elektrizitätsmenge ist. Dies gilt natürlich auch für einen Wechselstrom oder eine Schwingung, bei der die Elektrizität in dem Leiter gleichsam hin- und herpendelt. Da bei einer Schwingung die Stromstärke von Null zunimmt, ein Maximum erreicht und dann in entgegengesetzter Richtung durch den Leiter fließt und hierbei durch Null hindurch wieder ein Maximum erreicht usw., so sieht man leicht ein, daß auch das erregte Magnetfeld von einem Maximum durch Null zu einem Maximum von entgegengesetzter Richtung (d. h. die magnetischen Kraftlinien haben in beiden Fällen die entgegengesetzte Richtung) übergehen muß. Des Coudres und Wiechert trafen nun die Anordnung so, daß das eine Ende des Leiters, in dem die Schwingung vor sich ging, auf die Kathodenstrahlen in der Nähe der Kathode und das andere Ende in derselben Weise im Abstande s von der Kathode auf die Strahlen wirkte. Da die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Schwingung bekannt ist, so läßt sich aus dem Zeitunterschiede zwischen der Einwirkung des ablenkenden Schwingungssystems auf die Kathodenstrahlen an den Enden von s die Zeit t berechnen. (Da $v = s/t$ ist, so ist $t = s/v$.)

Das Prinzip wird wohl noch klarer werden, wenn wir einige Einzelheiten an der Hand von Figuren schildern.

Das Entladungsrohr erhielt eine Hohlspiegelkathode K (Fig. 29) und die Versuchsbedingungen wurden so reguliert, daß die Kathodenstrahlen einen schlanken Kegel bildeten. Bei der Spitze desselben erhielt die Röhre eine Metallblende B_1 mit einer kleinen, der Spitze entsprechenden Öffnung. In einer wechselnden Entfernung hinter B_1 wurde eine zweite Blende B_2 mit einem Schlitze und ein paar Centimeter hinter dieser ein Glasstreifen G quer zum Schlitze aufgestellt. Die durch B_1 und B_2 hindurchtretenden Kathodenstrahlen erzeugten auf G einen grünen Fluoreszenzfleck. Um mit Hilfe des Systems, welches die Zeit zu messen

bestimmt war, auf die Kathodenstrahlen einzuwirken, und so zunächst den Anfang der Meßstrecke festzulegen, wurde ein Draht so um das Rohr gebogen, wie es die Fig. 30 zeigt. Der Teil *abcd* ist eben und liegt in einem Schnitt durch die Achse des Rohres. Die Wechselströme, welche das messende System durch *abcd* hindurchschickt, erregen dann ein wechselndes magnetisches Feld, welches bewirkt, daß die Kathodenstrahlen in der Horizontalebene hin- und herpendeln. Bei passender Regulierung scheint das Bündel sich in zwei zu zerspalten, wie in Fig. 30 angedeutet ist. Die Zerteilung ist eine optische Täuschung, die sich leicht erklärt, wenn man bedenkt, daß das pendelnde Bündel

Fig. 29. Fig. 30.



die Mittellage mit größter Geschwindigkeit passiert und bei dem Entladen während verhältnismäßig langer Zeit nur geringe Verschiebungen erleidet.

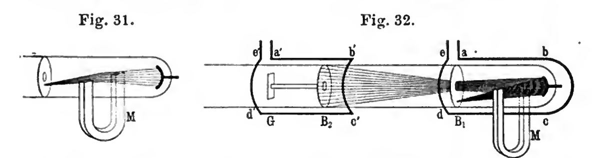
An das Entladungsrohr wird zwischen K und B_1 ein kleiner Hufeisenmagnet M (Fig. 31) gebracht, der die Bahn der Kathodenstrahlen krümmt, so daß sie keine Fluoreszenz auf der Glasplatte G (Fig. 29) erregen. Nur in dem Augenblicke, wo der Wechselstrom seine größte Stärke besitzt, werden die Strahlen derart gerichtet, daß sie durch B_1 und B_2 hindurchgehen und auf G fallen.

Um noch die Zeit der Ankunft der Strahlen bei B_2, G festzustellen, wird an das Rohr bei B_2 und G ein weiterer zum messenden System gehörender Draht $a'b'c'd'e'$ in ähnlicher Weise herangebracht wie *abcde* und seine Einwirkung auf die Lage des Lumineszenzfleckes auf G beobachtet.

Lagen *abcd* und $a'b'c'd'$ sehr nahe beieinander, so verursachten beide, wie man aus dem Verschieben des Fluoreszenzfleckes schließen konnte, eine Ablenkung in gleicher Richtung. Wurde der Magnet M umgekehrt, so kehrte sich entsprechend auch die Verschiebung des Phosphoreszenzfleckes auf G um. Dies erklärt sich folgendermaßen: Die Kathodenstrahlen treten von der Kathode aus, wenn der Wechselstrom seine größte Stärke hat,

denn nur in diesem Falle beobachtet man nach dem Vorhergehenden ihre Fluoreszenz auf *G*; sie durcheilen ihre Bahn und gelangen dabei nach *a'b'c'd'*, während gleichzeitig der das magnetische Feld erregende Strom zwischen *abcd* und *a'b'c'd'* hin- und herschwingt. Da nun die Beobachtung ergibt, daß beide Teile des messenden Systems in gleicher Richtung wirken, so muß in dem Augenblicke, wo die Kathodenstrahlteilchen nach *a'b'c'd'* gelangen, der Strom in *a'b'c'd'* dieselbe Richtung haben wie in *abcd*. Verschiebt man *a'b'c'd'* weiter, so kommt man schließlich zu einem Punkte, wo dieser Teil des Systems nicht mehr wirkt, d. h. die Kathodenstrahlen, welche an *abcd* zur Zeit der größten Stromstärke vorbeigingen, treffen in *a'b'c'd'* die Zeit der Stromumkehr an, wo also die Stromstärke gerade Null ist.

Fig. 31. Fig. 32.



Aus der bekannten Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Schwingung und der Länge zwischen *abcd* und *a'b'c'd'* läßt sich diese Zeit leicht berechnen. Der von den Kathodenstrahlen in dieser Zeit zurückgelegte Weg ergibt dann sofort ihre Fortpflanzungsgeschwindigkeit. Dieselbe betrug ungefähr ein Achtel der der Lichtgeschwindigkeit.

Wie schon erwähnt, ändert sich die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen je nach dem angewandten Potential (Formel I, S. 64); in den verschiedenen Versuchsreihen schwankte sie zwischen 22000 bis 50000 km in der Sekunde, erreichte also einen Wert, wie er sonst bei Massenteilchen oder sich bewegenden Körpern niemals vorkommt. Wie groß diese Geschwindigkeit ist, davon kann man sich eine ungefähre Vorstellung bilden, wenn man bedenkt, daß die mittlere Geschwindigkeit unserer Erde nur 29,5 km in der Sekunde beträgt. Bei Kathodenstrahlen, die eine Geschwindigkeit von 100000 km/sec besitzen, würden die Teilchen in weniger als $^1/_2$ Sekunde um die Erde fliegen.

Elftes Kapitel.

Zeeman-Effekt.

Während die Physiker bis in die Mitte des vorigen Jahrhunderts allgemein glaubten, daß elektrische und magnetische Kräfte unmittelbar in die Ferne wirkten, in ähnlicher Weise wie die Gravitation, schloß Faraday auf Grund einer großen Reihe von Versuchen, daß dies nicht der Fall sei, daß vielmehr durch zeitlich sich fortpflanzende Spannungen und Entspannungen im Äther die ponderomotorischen Erscheinungen (Anziehungen und Abstoßungen) zustande kämen. Diese Anschauungen goß Maxwell in seinem berühmten 1873 erschienenen „Lehrbuch der Elektrizität und des Magnetismus" in mathematische Form, einem Buche, das wegen der Folgerichtigkeit der entwickelten Theorie und der Kühnheit der aus derselben gezogenen Schlüsse stets als eine der glänzendsten Leistungen des menschlichen Geistes gelten wird. Indem er die Theorie aufstellte, daß die Lichtschwingungen nicht mechanische Schwingungen des Äthers, sondern elektrische seien, schlug er die Brücke zwischen beiden Gebieten oder ordnete vielmehr die Lehre vom Lichte der der Elektrizität unter. In welch glänzender Weise der geniale Hertz vom Jahre 1887 an diese Theorie bestätigte, kann hier nicht im einzelnen ausgeführt werden.

Die Maxwellsche elektromagnetische Lichttheorie in ihrer ursprünglichen Gestalt vermag jedoch eine Reihe von optischen Erscheinungen, z. B. die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Farbe usw., nicht zu erklären. Nach Sellmeier und von Helmholtz sollten die Eigenschwingungen der Moleküle den in ihnen befindlichen Äther beeinflussen; hierauf wurde das Versagen der Gleichungen der Maxwellschen und der damals herrschenden elastischen Lichttheorie zurückgeführt. Eine andere Theorie, die dem Geiste der Maxwellschen näher kommt als diese elastischen, entwickelte der Holländer H. A. Lorentz (1889), der, von der Annahme ausgehend, daß „in jedem Körperteilchen

mehrere mit Elektrizität geladene materielle Punkte sich befinden, von denen jedoch nur einer mit der Ladung e und der Masse m beweglich ist", die Dispersionsgleichungen ableitete. Während Lorentz die Maxwellschen Gleichungen für den freien Äther bestehen läßt, hebt er sie innerhalb der materiellen Körper auf; „ein materieller Körper beeinflußt die optischen wie die elektrischen Vorgänge nur durch die in ihm vorhandenen beweglichen Ladungen, während in dem die Zwischenräume erfüllenden Äther alles unverändert bleibt".

Eine feste Stütze erhält diese Theorie durch die glänzende Entdeckung von Zeeman im Jahre 1896, der eine Erscheinung fand, nach der bereits Faraday, allerdings vergeblich, gesucht hatte, nämlich die Verbreiterung der Natriumlinie im Magnetfelde. Bekanntlich zeigt die durch Natrium- oder ein Natriumsalz gefärbte Flamme zwei im Spektrum sehr eng beieinander liegende Linien, die sogenannten D-Linien. Zur Untersuchung ist eine blaugrüne Cadmiumlinie geeigneter, weswegen die nachfolgenden Betrachtungen an diese anknüpfen sollen. Läßt man den Funken zwischen Cadmium überspringen und beobachtet das Spektrum im Magnetfelde und zwar senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien (transversaler Effekt), so nimmt man wahr, wie die eine Linie sich in drei spaltet. Die Schwingungszahl der mittleren Linie ist dieselbe wie die des gewöhnlichen Spektrums; von den anderen beiden hat die eine eine größere, die andere eine kleinere Schwingungszahl. Das Licht aller drei Linien ist vollständig polarisiert. Eine andere Erscheinung beobachtet man, wenn man längs der Kraftlinien, also durch den durchbohrten Polschuh, das Spektrum betrachtet (longitudinaler Effekt). Jetzt erscheint die eine Cadmiumlinie in zwei zerlegt, welche, von der ursprünglichen aus gerechnet, nach beiden Seiten um gleichviel verschoben ist. Das Licht ist wieder polarisiert.

Die Theorie dieser Erscheinungen ist von H. A. Lorentz sowohl streng mathematisch entwickelt, als auch durch Analogien einem weiteren Kreise verständlich gemacht worden [1]). Wir schließen uns im folgenden eng an die von ihm gegebene Darstellung an.

---

[1]) H. A. Lorentz, Sichtbare und unsichtbare Bewegungen. Braunschweig, Friedr. Vieweg u. Sohn, 1902. S. 99 bis 106. Diesem Buche sind auch die Abbildungen 33, 34 und 35 entnommen.

DE sei ein in der Ebene des Papieres liegender Kupferdraht, in dem in der Richtung des Pfeiles ein Strom fließt. Vor dieser Ebene, also auf der Seite des Beschauers, befinde sich der Nordpol eines Magnets. Die Erfahrung lehrt dann, daß der Draht eine Kraft K nach der rechten Seite hin erleidet, also eine Kraft, die nicht Anziehung und nicht Abstoßung genannt werden kann, da sie den Draht nicht dem Pole zu nähern und nicht von demselben zu entfernen strebt (vgl. S. 57). Kehrt man den Strom um, so ist die Richtung der Kraft gerade die entgegengesetzte.

Fig. 33.

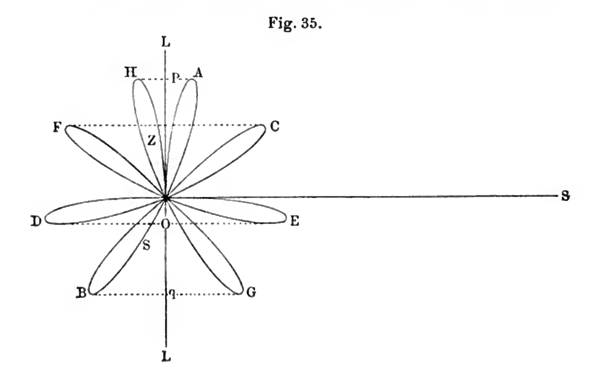
Fig. 34.

Wir denken uns nun ein elektrisch geladenes Teilchen, etwa so, wie wir es im Kathodenstrahl kennen gelernt haben, vollkommen frei durch den Äther fliegen. Wenn der Magnetpol nicht wäre, würde es die Gerade AB zurücklegen. Da aber das magnetische Feld eine Kraft senkrecht auf die Bewegungsrichtung ausübt, so wird die Bahn gekrümmt werden. In der Fig. 34 hat man es mit einem negativ geladenen Teilchen zu tun. Geht es von oben nach unten, so daß es in Abwesenheit eines Magnetpoles von A nach B gelangen würde, dann wird es unter dem Einflusse des magnetischen Feldes den Bogen AC beschreiben. Würde es in Abwesenheit des magnetischen Feldes von B nach A fliegen, so wird es in Gegenwart des Magnetpoles von B nach D gelangen. (Vgl. die Ausführungen auf S. 57.)

Da das Licht sich in transversalen Wellen im Äther fortpflanzt, so muß das elektrische Teilchen, welches diese Störungen hervorruft, ebenfalls hin- und herschwingen. Wir stellen uns vor, ein negativ geladenes Teilchen habe seine Gleichgewichtslage in O (Fig. 35) und stehe, sobald es diese verlassen hat, unter dem Einflusse einer nach O gerichteten, zurücktreibenden Kraft. Es wird dann mit einer bestimmten Frequenz längs einer geraden Linie durch O hin- und herschwingen, und wenn es infolgedessen Licht ausstrahlt, so wird es eine Spektrallinie von bestimmter Lage im Spektrum erzeugen. Wir nehmen an, daß die Bewegung längs jeder durch O gehenden geraden Linie stattfinden kann.

Auf das Teilchen soll nun auch gleichzeitig eine magnetische Kraft wirken und zwar in derselben Richtung, wie in Fig. 34 angedeutet. Wäre kein magnetisches Feld vorhanden, so würde in einer gewissen Zeit das Teilchen von O nach L (Fig. 35) gelangen, infolge der magnetischen Kraft geht es aber nach A. Durch die elektrische Kraft wird es jetzt nach unten nach O gezogen, und zwar geschieht dies auf einer Linie, die wie AC in Fig. 34 ihre konvexe Seite nach rechts wendet. Nachdem es nach O zurückgekehrt ist, würde es vermöge seiner Trägheit über die Gleichgewichtslage in derselben Richtung über O hinausschnellen;

Fig. 35.



die magnetische Kraft zieht es nach B. Es kehrt dann wieder infolge der elastischen Kraft nach O zurück, beschreibt die Schlinge OCO usw.

Wir wollen jetzt die Bewegung des Teilchens in zwei zueinander senkrechte zerlegen. Zieht man nämlich außer der Vertikalen OL die Horizontale OS, dann kann man sich denken, daß das Teilchen in der Richtung dieser letzteren Linie, also nach rechts und links, hin- und hergeht, während es zugleich auf LL hin- und herschwingt. Wir fällen von der Stelle, wo sich das elektrische Teilchen gerade befindet, eine Senkrechte auf LL und achten auf die Bewegung des Fußpunktes dieser Senkrechten. Derselbe geht von p nach q, kehrt dann zurück, aber

nicht weiter als bis Z, sinkt dann bis S, steigt wieder bis O und erreicht dann beim weiteren Hin- und Hergehen die äußersten Punkte S, Z, q, p usw. Die Amplitude der Bewegung (Entfernung aus der Gleichgewichtslage) nimmt also allmählich ab und dann wieder zu usw.

Denken wir uns einen Beobachter in S (auf der rechten Seite der Figur), so würde derselbe, falls er die Bahn des Teilchens verfolgen könnte, dasselbe mit abwechselnd ab- und zunehmender Amplitude auf OL oder den Parallelen zu OL schwingen sehen. Die Bewegungen auf den Parallelen zu OS können sich nicht fortpflanzen, denn diese würden longitudinale Wellen darstellen, bei denen die Schwingungen parallel der Fortpflanzungsrichtung erfolgen. Derartige Wellen sind aber im Äther noch nie beobachtet worden, so daß wir nur die Bewegungen senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung zu betrachten brauchen. Für die Lichtschwingungen, welche das Auge wahrnimmt, ist es offenbar gleichgültig, ob das schwingende Teilchen die sternförmige Figur beschreibt oder in der bereits angegebenen Weise von p nach q, von da nach Z, und dann nach S usw. hin- und hergeht.

Da das Quadrat der Amplitude ein Maß für die Lichtstärke ist, so ergibt sich aus dem Vorhergehenden, daß wir es bei der Lichtemission eines Teilchens im Magnetfelde mit einem Vorgange zu tun haben, bei dem die Lichtstärke periodisch zu- und abnimmt. In der Akustik nennen wir die analoge Erscheinung „Schwebungen". Wie dieselben zustande kommen, ersieht man aus der umstehenden Fig. 36. Im Anfange der Bewegung wirkt auf ein leicht bewegliches Teilchen eine Welle, welche es nach oben aus der Gleichgewichtslage zu entfernen sucht, während eine zweite Welle gleichzeitig es nach unten treibt; die resultierende Bewegung, die durch den schraffierten Teil der Figur angedeutet ist, ist infolgedessen Null. Die eine Welle in Fig. 36 besitzt die Schwingungszahl 30, die andere 31 pro Sekunde; in der Mitte verstärken sich die beiden Amplituden, der „Ton" ist hier stark, während an den beiden Enden der Ton schwach bzw. Null ist. In Fig. 37 (a. f. S.) sind die entsprechenden Schwingungszahlen 30 und 32; hier hat man zwei Stöße pro Sekunde, denn an zwei Stellen werden die Amplituden verstärkt.

Wäre unser Auge ebenso eingerichtet wie unser Ohr, so würde dasselbe, wenn es sich irgendwo auf der Linie OS befindet,

Schwebungen sehen. Dies ist jedoch aus verschiedenen Gründen nicht möglich, aber es gibt ein anderes Mittel, um den Einfluß des magnetischen Feldes wahrzunehmen. Eine Schwingung mit Schwebung kommt, wie wir eben gesehen haben, auf dasselbe hinaus, als ob zwei schwingende Bewegungen mit etwas verschiedenen Schwingungszahlen zugleich beständen und diese können wir mit einem Spektroskop voneinander trennen. Wenn wir daher den Strahl OS in den Spalt eines solchen Instrumentes eintreten lassen, werden wir anstatt der einen Spektrallinie deren zwei sehen.

Fig. 36.

Fig. 37.

In der Richtung OS pflanzen sich auch Schwingungen, die senkrecht zur Ebene der Figur stattfinden, fort; auf diese hat das magnetische Feld keinen Einfluß, und sie geben infolgedessen eine Spektrallinie in ihrer ursprünglichen Lage. Diese liegt mitten zwischen den beiden Linien, die den Schwebungen entsprechen, so daß man also im Magnetfelde stets nach der Theorie ein Triplet erwarten sollte.

In den meisten Fällen stimmen die experimentellen Ergebnisse gut mit der Theorie überein; auf die Komplikationen, z. B. bei den Natriumlinien, wo an Stelle von D_1 vier Linien und an Stelle von D_2 sechs Linien auftreten, soll hier nicht näher eingegangen werden.

Wie im Anfange dieses Kapitels erwähnt, nimmt Lorentz an, daß das Masseteilchen m mit der Elektrizitätsmenge e das Licht aussendet. In der Theorie treten also die beiden Unbekannten e und m und zwar wiederum das Verhältnis e/m auf. Aus den Messungen von Zeeman ergibt sich für das schwingende Teilchen des Natriums die Zahl

$$\frac{e}{m} = 1{,}6 \,.\, 10^7,$$

ein Wert, der gut mit Kaufmanns und Thomsons Resultaten übereinstimmt. In manchen anderen Fällen ist die Übereinstimmung weniger gut, insofern nämlich, als die Zerlegung nicht, wie die elementare Theorie es verlangt, in der Skala der Schwingungszahlen ausgedrückt, für alle Linien im gleichen magnetischen Felde die gleiche ist. Hieraus folgt auf Grund der Theorie von Lorentz das wichtige Ergebnis, daß das Verhältnis von Ladung und Masse nicht für alle Elektronen denselben Wert haben kann, oder daß noch Nebenfaktoren eine Rolle spielen, die in der Theorie nicht berücksichtigt worden sind.

Noch auf einem anderen optischen Wege läßt sich das Verhältnis e/m ableiten. In jedem Molekül sind nach der Theorie von Lorentz mit Elektrizität geladene materielle Punkte vorhanden, die in Mitschwingungen geraten, sobald der Körper von einem Lichtstrahl getroffen wird. Die Ursache der Bewegung ist hierbei in den fortwährend wechselnden elektrischen Kräften, welche in dem Lichtstrahl bestehen, zu suchen. Die Größe des Mitschwingens und der Einfluß desselben auf die Fortpflanzungsgeschwindigkeit hängt von der Größe der Kräfte ab, welche die geladenen Teilchen nach ihren Gleichgewichtslagen zurückzutreiben bestrebt sind. Wir denken uns jetzt, der Körper befinde sich in einem magnetischen Felde und werde in der Richtung der Kraftlinien von rechts- oder linkszirkular polarisiertem Licht durchlaufen, d. h. von Strahlen, in welchen kreisförmige Schwingungen senkrecht zu der Strahlrichtung stattfinden. Die auf ein mitschwingendes geladenes Teilchen wirkende, auf den Mittelpunkt seiner kreisförmigen Bahn gerichtete Kraft wird dann in derselben Weise, wie das bei Besprechung des Zeemanphänomens erörtert ist, bei der einen Bewegungsrichtung durch den Einfluß des Feldes vergrößert und bei der anderen verkleinert. Daraus

entsteht eine Ungleichheit in den Fortpflanzungsgeschwindigkeiten rechts- und linkszirkular polarisierten Lichtes, eine Ungleichheit, die sich nach einem bekannten Satze der Optik darin äußert, daß die Schwingungsrichtung eines geradlinig polarisierten Lichtstrahles gedreht wird, während er den Körper durchläuft. Diese längst bekannte Tatsache hat also dieselbe Ursache wie der Zeemaneffekt und sie läßt sich daher ebenfalls zur Bestimmung von e/m verwerten. Auf diese Weise fand Siertsema für Luft $1{,}06 \,.\, 10^7$, für Kohlendioxyd $0{,}89 \,.\, 10^7$, Wasserstoff $1{,}77 \,.\, 10^7$, Wasser $1{,}25 \,.\, 10^7$, Schwefelkohlenstoff $0{,}745 \,.\, 10^7$ und Quarz $1{,}25 \,.\, 10^7$. Die Werte stimmen der Größenordnung nach mit den früher gefundenen überein.

Jedenfalls ist aber die Tatsache, daß für das Verhältnis von e/m auf so verschiedenen Wegen derselbe Wert gefunden worden ist, von fundamentaler Bedeutung. Die negativ geladenen Teilchen, welche die Elektrizität in den Kathodenstrahlen überführen, sind identisch mit denen, die in jeder leuchtenden Flamme und in jedem lichtäußernden Körper die Schwingungen erregen. Eng wird hierdurch das Gebiet der Elektrizität mit dem der Optik verknüpft; ja wer weiß, ob nicht über kurz oder lang diese beiden Gebiete, oder sogar die ganze Physik, als die Physik der „strahlenden Materie“ behandelt werden wird.

Zwölftes Kapitel.

Kathodenstrahlen verschiedenen Ursprunges.

I. Kathodenstrahlen, welche von erwärmten Elektrolyten als Elektroden ausgehen. Gelegentlich von Untersuchungen über das Leuchten sehr heißer Gase hatte E. Wiedemann gefunden, daß von hellglühenden Kathoden bei sehr kleinen Potentialdifferenzen helle blaue Kathodenstrahlen ausgehen.

Die Bedingungen für das Auftreten dieser Strahlen wurden von A. Wehnelt genauer untersucht; es ergab sich dabei, daß sie von rotglühenden Oxyden ausgehen und daß namentlich CaO, SrO und BaO, ferner die Oxyde der Metalle der Magnesiumgruppe und die der Erdmetalle besonders wirksam sind. Wahrscheinlich würden auch die Oxyde der Alkalien dieselben Erscheinungen zeigen, doch verdampfen sie so schnell, daß eine nähere Untersuchung nicht möglich ist. Diese Kathodenstrahlen treten bei Rotglut auf und hören bei Weißglut als scharf begrenztes Bündel auf zu existieren. Da mit Zunahme der Temperatur der Kathodenfall von einigen hundert Volt bis auf einige Volt herabsinkt — sogar bei weniger als fünf Volt war noch ein scharf begrenztes Strahlenbündel sichtbar —, so besitzen diese neuen Kathodenstrahlen eine sehr kleine Geschwindigkeit.

Die Kathodenstrahlen kommen dadurch zustande, daß die eben erwähnten Oxyde schon bei verhältnismäßig niedriger Temperatur Ionen, und zwar in besonders hohem Maße negative, aussenden.

Das Verhältnis von Ladung zur Masse, bestimmt aus Messungen des Kathodenfalles und der magnetischen Ablenkbarkeit, ist von derselben Größenordnung wie bei den durch hohe Potentiale erzeugten Kathodenstrahlen. Die Werte von e/m im Mittel $1{,}4 . 10^7$ liegen zwischen dem Werte von S. Simon ($e/m = 1{,}865 . 10^7$) und denen von Lenard ($e/m = 1{,}16 . 10^7$).

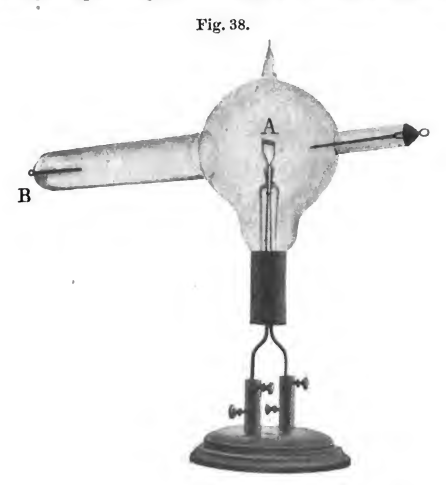
Die Geschwindigkeiten waren sehr klein und variierten zwischen 0,016 bis $0{,}107 . 10^{10}$ cm/sec.

Erwähnt möge noch werden, daß, während Ph. Lenard bei Strahlen, deren Geschwindigkeit noch höher ist als die der obigen, keine Phosphoreszenz und eine ziemlich starke Diffusion beobachtete, hier die erstere sehr groß, die letztere klein ist. Es beruht dies wohl darauf, daß die Intensität der Strahlen, gemessen durch die pro Sekunde durch den Querschnitt bewegte Elektrizitätsmenge, bei den Versuchen von Wehnelt viel größer ist.

Die auf Grund dieser Tatsache gebauten Entladungsröhren — die sogenannten Vakuumröhren mit Oxydkathoden oder Wehneltröhren — sind außerordentlich geeignet, um die schon früher besprochenen Eigenschaften der Kathodenstrahlen im Auditorium einem großen Zuhörerkreise zu zeigen, denn da man

viel größere Stromstärken anwenden kann, so sind die Erscheinungen viel glänzender als mit den Crookesschen Röhren, so daß man sie auf beträchtliche Entfernungen sehen kann; auch eignen sie sich vorzüglich zur Einführung von Studierenden in dies so überaus wichtige Gebiet in Gestalt von Übungsaufgaben im physikalischen Praktikum. Da nämlich die Kathodenstrahlen bei niedrigen Spannungen austreten, so erhält man sie schon,

Fig. 38.



wenn man die Röhren direkt mit dem Netz von 110 bis 220 Volt verbindet; man bedarf zu ihrer Gewinnung also keine besonderen Hilfsmittel.

Ein solches Rohr zeigt Fig. 38. *A* ist ein dünnes Platinblechchen, welches mit CaO überzogen ist und das mit Hilfe zweier Akkumulatoren zum Glühen erhitzt wird. Die Anode *B* besteht aus einem dicken Aluminiumstab. Nach Zwischenschaltung eines passenden Wasserwiderstandes verbindet man *A* und *B* mit dem Lichtleitungsnetz von 110 bis 120 Volt. Man erhält dann glänzend helle Schichten, die nach der Theorie

den Stellen entsprechen, an denen die leitenden Teilchen durch Stoß das Gas ionisieren, d. h. ihre Energie abgeben, die sie beim Durchlaufen der dunkeln Stellen zwischen den Schichten erlangt haben.

Fig. 39.



Mit Hilfe ähnlicher Röhren lassen sich die Anzahl der leitenden Teilchen, ferner die Geschwindigkeit und das Verhältnis der Ladung zur Masse ermitteln. Um z. B. die letzteren Größen zu ermitteln, bringt man ein dazu geeignetes Rohr in ein starkes Magnetfeld. Die Kathodenstrahlen werden dann zu einem vollkommenen Kreise zusammengebogen (s. Fig. 39). Aus der Feldstärke, dem Krümmungsradius und dem Kathodenfall berechnet

man dann in bekannter Weise (S. 64) die Geschwindigkeit und das Verhältnis der Ladung zur Masse.

Die Röhren werden in vorzüglicher Ausführung von E. Gundelach in Gehlberg (Thüringen) hergestellt.

II. Kathodenstrahlen, welche von glühenden Drähten ausgehen. Werden Metalldrähte bis zur Weißglut erhitzt, so senden sie negativ geladene Teilchen aus. J. J. Thomson hat das Verhältnis e/m für derartige Strahlen, die von glühender Kohle in einer Wasserstoffatmosphäre von geringem Druck ausgingen, zu $0{,}87 . 10^7$ bestimmt.

Die Abgabe hängt jedoch sehr von den Gasresten ab. Es ist bisher nicht gelungen, einen Körper in ganz hoher Temperatur vollständig gasfrei zu bekommen, da beständig Gasmassen aus seinem Innern herausströmen, so daß man nicht ganz reine Vorgänge hat beobachten können.

III. Lenards Kathodenstrahlen. Unter „Lenard-Strahlen" versteht man Kathodenstrahlen, welche durch dünne Aluminiumfolie oder ein anderes Metall hindurchgegangen sind. Ihre Eigenschaften werden im sechzehnten Kapitel eingehend beschrieben werden; hier sollen nur die Messungen mitgeteilt werden, welche Lenard im Jahre 1898 anstellte, um aus der Ablenkung durch elektrische und magnetische Kräfte (S. 48 u. 56) das Verhältnis e/m festzulegen. Es ergab sich im Mittel $0{,}639 . 10^7$, eine Zahl, die mit dem für die von der Elektrode direkt ausgehenden Kathodenstrahlen gefundenen Wert gut übereinstimmt.

IV. Durch ultraviolettes Licht erregte Kathodenstrahlen. Hertz fand im Jahre 1887, daß ein Funke zwischen zwei Elektroden viel leichter überspringt, wenn dieselben mit Licht, namentlich mit ultraviolettem Licht, bestrahlt werden, und zwar beschränkt sich diese Wirkung, wie E. Wiedemann und H. Ebert zeigten, auf die Kathode. Hallwachs modifizierte die Versuchsanordnung von Hertz; er lud eine Platte von Zink; als er sie mit ultraviolettem Lichte bestrahlte, verlor sie nach kurzer Zeit ihre Ladung, wenn dieselbe negativ war, während bei positiver Ladung keine derartige Wirkung zu beobachten war (Hallwachs-Effekt). Lenard glaubte anfangs (1889) auf Grund einer Reihe von Versuchen, daß durch das Licht das Metall gelockert werde und daß kleine abgeschleuderte Metallteilchen die Elektrizität mit sich wegführten. Im Jahre 1900 erkannte

er, daß diese Tatsache nur nebensächlich sei, daß vielmehr Kathodenstrahlen, d.h. negativ geladene Teilchen, die mit der chemischen Natur der Elektrode oder des die Elektrode umspülenden Gases nichts zu tun haben, von der Kathode ausgehen. Ungefähr gleichzeitig war J. J. Thomson zu demselben Ergebnis gelangt.

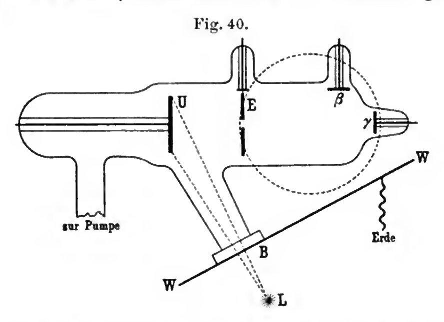
Da die fluoreszenzerregende Kraft dieser Kathodenstrahlen so klein ist, daß man die bei den gewöhnlichen Kathodenstrahlen benutzten Methoden zur Bestimmung von e/m, die fast alle auf der Verschiebung eines Fluoreszenzfleckes beruhen, nicht anwenden kann, so arbeitete J. J. Thomson im Anschluß an ältere Versuche ein anderes Verfahren aus. Man denke sich eine negativ geladene Platte A und parallel zu ihr eine zweite B, die mit einem Elektrometer verbunden ist. Solange die erstere nicht bestrahlt wird, wandern keine Teilchen von A nach B und infolgedessen lädt sich das Elektrometer nicht. Sobald aber Licht auf A fällt, strömt die Elektrizität über. Bringen wir nun einen Magneten passend an, so wird genau wie bei den gewöhnlichen Kathodenstrahlen die Bahn gekrümmt, und wenn die magnetische Kraft stark genug ist, kann sogar der von der Platte A ausgehende Strahl völlig aufgewickelt werden (in ähnlicher Weise wie in der Fig. 26), ohne daß die Teilchen die Platte B treffen. Ist dies der Fall, dann lädt sich das Elektrometer nicht. Mit Hilfe dieses Kunstgriffes vermögen wir also die Bahn der Teilchen genau zu bestimmen. Wir haben es jetzt mit einer ähnlichen Erscheinung zu tun, wie bei der magnetischen Ablenkung der Kathodenstrahlen, und infolgedessen sind auch die in Betracht kommenden Gleichungen ganz analog. Für e/m fand Thomson den Mittelwert $0{,}76 \cdot 10^7$, eine Zahl, die mit der für die eigentlichen Kathodenstrahlen übereinstimmt.

Das von Lenard im Jahre 1900 veröffentlichte Verfahren ist dem eben beschriebenen sehr ähnlich. U ist eine Aluminiumplatte, welche mit ultraviolettem Licht bestrahlt wird. Die Lichtquelle L besteht aus Funken, die zwischen Zinkelektroden überspringen. Eine Blende B aus Stanniol verhindert das Licht, andere Teile des Rohrinnern zu treffen als nur die Fläche der Elektrode U. Die Blende setzt sich seitlich fort in Blechwänden, in der Fig. 40 bei WW angedeutet, welche das Rohr und die zu benutzenden Meßinstrumente vor den elektrischen Kräften der Lichtquelle schützen. Der Luftabschluß bei B wird durch eine

Quarzplatte gebildet. EE ist eine mit einer Öffnung versehene, zur Erde abgeleitete Blende, die den hinteren Teil des Rohres gegen elektrostatische Einflüsse schützt. γ und β sind Elektroden, die mit dem Elektrometer verbunden werden. Der punktierte Kreis stellt einen Elektromagneten dar.

Wird U negativ geladen und belichtet, so strömt die Elektrizität durch die Öffnung auf γ über und lädt das mit dieser Elektrode verbundene Elektrometer. β zeigt dagegen keine Ladung. Wird jedoch durch einen Magneten die Bahn der Teilchen in passender Weise gekrümmt, so lädt sich β; jetzt erhält aber γ keine Ladung. Bei noch größeren magnetischen Kräften wird auch β nicht mehr von den Teilchen getroffen.

Fig. 40.



Auf diese Weise gelingt es, die Bahn des Strahles bei einer bestimmten magnetischen Kraft festzustellen.

Um aus den Messungen das Verhältnis e/m zu berechnen, benutzen wir wieder die bekannten Gleichungen I und III (S. 64). Auf diese Weise fand Lenard im äußersten Vakuum $0.15 \,.\, 10^7$.

Aus den Messungen von Lenard ergab sich ferner, daß die Geschwindigkeit dieser Kathodenstrahlen unabhängig ist von der Intensität des angewandten ultravioletten Lichtes. Hieraus folgt, daß die Energie des Herausfliegens gar nicht vom Licht stammt, sondern aus dem Innern des betreffenden Atoms. Dem Licht kommt nur eine auslösende Rolle zu, etwa wie dem Zünder beim Abfeuern eines bereits geladenen Geschützes. Auch bei der Temperatur der flüssigen Luft findet die lichtelektrische Wirkung

mit unveränderter Anfangsgeschwindigkeit statt. Auch die Moleküle von Gasen sind lichtelektrisch empfindlich.

V. Kathodenstrahlen, welche von radioaktiven Substanzen ausgehen. Die radioaktiven Substanzen, wie Radium, Uran, Thor usw., senden negativ geladene Teilchen aus. Ihre Geschwindigkeit und das Verhältnis e/m ist von H. Becquerel und in neuester Zeit von Kaufmann bestimmt worden. Auf die Arbeit des letzteren werden wir im vierzehnten Kapitel ausführlich eingehen. Hier möge nur das Resultat von Becquerel kurz angegeben werden; er fand für die vom Radium ausgehenden negativen Teilchen $e/m =$ ungefähr 10^7.

VI. Striktionskathodenstrahlen. Wenn man eine Entladungsröhre an einer Stelle verengert, so gehen von dieser Stelle sehr weiche Kathodenstrahlen aus, die sogenannten Striktionskathodenstrahlen. Von A. Reiger ist für dieselben das Verhältnis e/m zu $1{,}32 \, . \, 10^7$ bestimmt worden.

Aus den in diesem und den vorhergehenden Kapiteln mitgeteilten Messungen ergibt sich unzweideutig, daß, so verschieden auch der Ursprung der Kathodenstrahlen sein mag, stets für e/m Werte erhalten werden, die nahezu konstant sind. Wir haben es also hier mit einer Fundamentalgröße zu tun, die in den mannigfachsten optischen und elektrischen Erscheinungen immer wiederkehrt und auf welche die elektrischen und optischen Erscheinungen zurückzuführen die heutige Physik bestrebt ist.

Dreizehntes Kapitel.

Bestimmung von e und m.

Wie bereits im neunten Kapitel ausführlich auseinandergesetzt worden ist, ist das Verhältnis e/m bei Kathodenstrahlen ungefähr 2000 mal größer, als dasselbe Verhältnis beim Wasserstoffion eines Elektrolyten. Thomson und Wiechert hatten hieraus geschlossen, daß die Träger der Elektrizität in ersterem Falle viel kleiner seien. Gegen diese Hypothese läßt sich der Einwand erheben, daß die große Zahl nicht allein von der Kleinheit

der Masse herzurühren braucht, sondern ebensogut in der Größe der elektrischen Ladung seine Ursache haben kann. Es war daher von besonderem Interesse, e und m einzeln zu bestimmen.

Das Verdienst, diese Untersuchung durchgeführt zu haben, kommt J. J. Thomson zu. Bei allen seinen früheren in dieses Gebiet fallenden Arbeiten muß dieser große englische Physiker seinen Entdeckerruhm mit einer Reihe von anderen Forschern teilen, die gleichzeitig oder kurz nachher zu denselben Ergebnissen gelangten; in der jetzt zu besprechenden Untersuchung hat er keinen Nebenbuhler und eine andere Methode, als die von ihm angegebene, zur Bestimmung von e, ist bisher noch nicht aufgefunden worden.

Seine Methode basiert auf einer Entdeckung von C. T. R. Wilson, der fand, daß positiv oder negativ geladene Teilchen in einer schwach mit Feuchtigkeit übersättigten Atmosphäre Nebel bilden; sie wirken wie Staub, der bekanntlich ebenfalls auf seiner Oberfläche Feuchtigkeit kondensiert, die in Form von Nebel, Regen, Schnee usw. zu Boden fällt. Bei seinen Untersuchungen verfuhr Wilson folgendermaßen. Er dehnte feuchte Luft um das 1,25fache aus; trotz der hierdurch bewirkten Abkühlung findet keine Nebelbildung statt, wenn die Luft absolut staubfrei ist. Eine Kondensation tritt aber sofort ein, wenn sie Staub oder elektrisch geladene Teilchen enthält; die letzteren kann man auf verschiedene Weise erhalten, z. B. durch Röntgen-, Lenard-, Radiumstrahlen usw. Alle diese Strahlen haben die Eigenschaft, die Luft zu ionisieren, d. h. positive und negative Teilchen zu erzeugen.

Daß tatsächlich nur die geladenen Teilchen kondensierend wirken, bewies Thomson folgendermaßen. Erregt man nämlich in einer ionisierten Luft ein starkes elektrostatisches Feld, etwa dadurch, daß man zwei plattenförmige Elektroden hinreichend hoch lädt, so ziehen diese die geladenen Teilchen an. Die letzteren geben ihre Elektrizität ab und gehen in den unelektrischen Zustand über, genau so wie die Ionen bei der Elektrolyse. Sind nun nur die geladenen Teilchen in einem Gase die Kondensationsherde, so darf nach dem Vorhergehenden keine Nebelbildung eintreten, wenn das Gas gleichzeitig ionisiert und einem elektrostatischen Felde ausgesetzt wird. Dies war auch tatsächlich der Fall.

Aus diesem Versuche geht also hervor, daß die geladenen Teilchen die Feuchtigkeit auf sich niederschlagen; es fragt sich

noch, ob der zu Boden fallende Nebel auch alle mit niederreißt, d. h. ob alle geladenen Teilchen sich gleich verhalten. Dieser Punkt ist wichtig, denn nur, wenn dies der Fall ist, dürfen wir schließen, daß jedes einzelne ein Kondensationsherd ist.

Thomson prüfte dies, indem er in der ionisierten feuchten Luft durch Ausdehnung einen Nebel sich bilden ließ; bei Wiederholung der Ausdehnung trat dann keine Nebelbildung mehr ein, d. h. um jedes einzelne geladene Teilchen hat sich bei dem ersten Vorgange die Feuchtigkeit kondensiert, so daß nachher zur Tropfenbildung keine Kerne mehr vorhanden waren.

Wir sind also hiernach berechtigt, anzunehmen, daß alle Teilchen sich gleich verhalten und daß daher auch jedes einzelne einen Tropfen bildet; wir brauchen jetzt nur die Anzahl der Tropfen in 1 ccm zu zählen, um die Zahl der geladenen Teilchen zu haben.

Um die Anzahl der Tröpfchen zu bestimmen, leitet J. J. Thomson zunächst die Größe derselben aus der Fallgeschwindigkeit des Nebels ab, wobei er das theoretische Ergebnis benutzt, daß eine kleine in der Luft fallende Kugel eine Endgeschwindigkeit erreicht, die in leicht angebbarer Weise von dem Gewicht der Kugel, ihrem Radius und dem Reibungskoeffizienten der Luft abhängt. Kennt man ferner die Menge des kondensierten Dampfes, so liefert eine einfache Division die Anzahl der Wassertröpfchen, also auch die Anzahl der geladenen Teilchen.

Wir denken uns nun die geladenen Teilchen in ein würfelförmiges Gefäß von 1 ccm eingeschlossen, dessen zwei gegenüberliegende isolierte Seiten Metallplatten sind, die mit einer Batterie verbunden werden können. Dann ist offenbar die Stromstärke, d. h. die Elektrizitätsmenge, die in der Zeiteinheit durch die Elektroden fließt, um so größer, je größer die Zahl n der geladenen Teilchen ist, ferner um so größer, je größer ihre Geschwindigkeit und die Elektrizitätsmenge e ist, die jedes einzelne transportiert. Sei U die Geschwindigkeit, wenn die elektromotorische Kraft 1 zwischen den Platten besteht, so ist bei der elektromotorischen Kraft E ihre Geschwindigkeit EU; also ist nach dem Vorhergehenden die Stromstärke

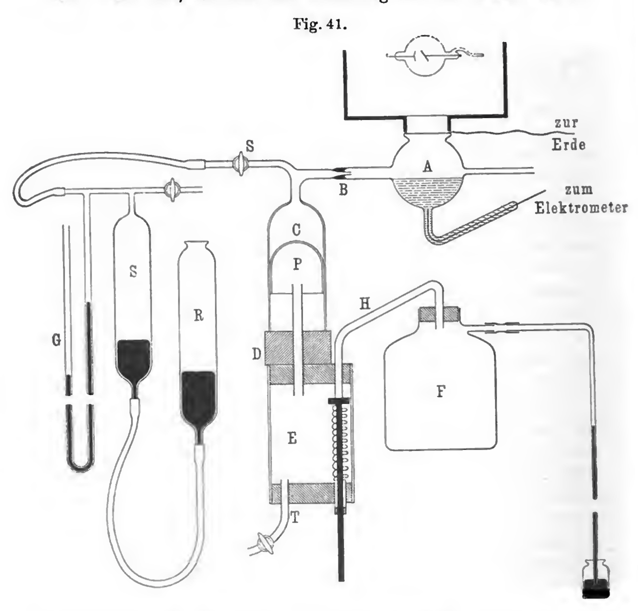
$$i = neEU.$$

Da i und E leicht gemessen werden können, U nach einer von Rutherford ausgearbeiteten Methode, auf die hier nicht näher eingegangen werden soll, sich ermitteln läßt, und n sich

aus der Zahl der Tropfen ergibt, so sind in der Gleichung alle Größen außer e bekannt. Aus dem früher gefundenen Verhältnis $\frac{e}{m}$ läßt sich dann auch m leicht berechnen.

Den von Thomson benutzten Apparat stellt die Fig. 41 dar. Das Gas, welches der Strahlung — und zwar wurden

Fig. 41.



Röntgenstrahlen benutzt — ausgesetzt wird, befindet sich in dem Gefäß A, welches durch eine dünne, zur Erde abgeleitete Aluminiumscheibe oben abgeschlossen ist; dasselbe ist mittels eines Schliffes B mit der vertikalen Röhre C verbunden, deren unteres Ende gut abgeschliffen ist, so daß sie auf den Gummistopfen D paßt. Innerhalb dieser Röhre bewegt sich reibungslos

ein dünnwandiges, oben zugeschmolzenes Röhrchen P, dessen unteres, ebenfalls abgeschliffenes Ende sich stets unter Wasser befindet, welches den unteren Teil von C füllt. Das Gläschen P steht durch eine Röhre in Verbindung mit dem großen Gefäße E und dieses wieder durch H mit der evakuierten Flasche F und einem Barometer. H ist durch einen Gummistopfen, der durch eine Feder fest angedrückt wird, geschlossen. R und S sind zwei zum Teil mit Quecksilber gefüllte Gefäße, die zur Regulierung des Druckes dienen; G ist ein Manometer.

Der Apparat funktioniert folgendermaßen. Durch Wegziehen des Gummistopfens von H wird E und P mit dem evakuierten Gefäß F verbunden. Infolgedessen fliegt P gegen den Stopfen D. Hierdurch dehnt sich die Luft in C und A aus und durch passende Regulierung kann man es dahin bringen, daß das Endvolum gerade das 1,25fache des ursprünglichen beträgt. Wird durch T Luft in E hineingelassen, so steigt P und alles ist jetzt wieder zu einem zweiten Versuche bereit.

So lange keine Röntgenstrahlen nach A fallen, tritt bei der Verdünnung der Luft in A um das 1,25fache keine Kondensation ein; ist die Röntgenröhre im Gange, so beobachtet man bei der Ausdehnung sofort die Nebelbildung.

Um die Stromstärke zu messen, wird das Wasser in A auf ein hohes bekanntes Potential E geladen. Da alles gut isoliert war, so blieb die Ladung unverändert, so lange die Röntgenstrahlen das Gas nicht ionisierten. Sobald dies der Fall war, sank das Potential und hieraus ließ sich die Stromstärke i leicht berechnen. Die Anzahl n der geladenen Teilchen wurde durch Zählung der Nebeltropfen festgestellt und so alle Größen mit Ausnahme von e in der obigen Gleichung festgelegt.

Nach dieser Methode fand Thomson im Jahre 1898 für e in elektrostatischen Einheiten für Luft

$$e = 6{,}5 \cdot 10^{-10}$$

und für Wasserstoff

$$e = 6{,}7 \cdot 10^{-10}.$$

Im Jahre 1901 wiederholte er die Versuche, nachdem er den Apparat wesentlich vervollkommnet hatte, mit Radium und erhielt

$$e = 3{,}4 \cdot 10^{-10}.$$

Die Bedeutung dieser Zahl wird sofort klar, wenn man sie vergleicht mit E, der Elektrizitätsmenge, welche ein Wasserstoffion

in Lösungen mit sich führt. Wie aus einer Reihe von sehr genauen Versuchen hervorgeht, machen $3 \cdot 10^{-10}$ Einheiten Elektrizität, wenn sie durch angesäuertes Wasser hindurchgehen, 1,23 ccm Wasserstoff bei 15° C und 760 mm Druck frei und da in 1,23 ccm Gas 2,46 N Atome Wasserstoff enthalten sind, wo N die Anzahl Moleküle in 1 ccm Gas unter den eben erwähnten Bedingungen bedeutet, so erhalten wir

$$2{,}46\, NE = 3 \cdot 10^{10}$$

oder

$$NE = 1{,}22 \cdot 10^{10}.$$

Nun läßt sich mit Hilfe der kinetischen Gastheorie auf Grund einiger Annahmen N berechnen. Die Werte, welche auf diese Weise für N erhalten worden sind, schwanken zwischen $2{,}1 \cdot 10^{19}$ und 10^{20}; dies ergibt für E Werte zwischen $6{,}1 \cdot 10^{-10}$ und $1{,}29 \cdot 10^{-10}$, Zahlen, die mit den eben gefundenen Werten für e recht gut übereinstimmen. Wir schließen also hieraus, daß die Elektrizitätsmenge, welche ein geladenes Teilchen im Gase mit sich führt, ebenso groß ist, wie die eines Wasserstoffions in einem Elektrolyten.

Dieser Schluß steht im Einklang mit Versuchen von Townsend, der direkt die Ladung des gasförmigen Ions mit dem des flüssigen verglich und beide gleich fand.

Die Bestimmungen von e sind nur an geladenen Teilchen, die durch Röntgen- und Radiumstrahlen erzeugt waren, angestellt worden. Die Eigenschaften der Ionen in Gasen, z. B. ihre Geschwindigkeit im elektrischen Felde, ihr Vermögen, Nebel zu bilden, sind dieselben, gleichgültig, ob sie den eben erwähnten Quellen ihre Entstehung verdanken oder auf andere Weise erzeugt worden sind. Wir sind daher berechtigt, zu schließen, daß ihre Ladung ebenfalls unabhängig von ihrem Ursprung ist und daß daher der oben erwähnte Satz für alle gasförmigen Ionen gilt.

Da das Verhältnis e/m bei den gasförmigen Ionen ungefähr 2000 mal größer war als bei den flüssigen, die Elektrizitätsmengen in beiden Fällen aber gleich sind, so folgt, daß die Massen der ersteren ungefähr 2000 mal kleiner sind. Die Hypothese von Thomson, daß diese die Uratome darstellen sollten, ist bereits ausführlich behandelt worden. Daß diese Annahme nicht aufrecht erhalten werden kann, soll den Hauptinhalt des folgenden Kapitels bilden.

Vierzehntes Kapitel.

Scheinbare Masse.

Bereits im zehnten Kapitel sind eine Reihe von Werten für das Verhältnis von e/m angeführt worden. Die folgende Tabelle gibt eine ausführlichere Übersicht, die aber auf Vollständigkeit keinen Anspruch macht, über die bis jetzt ausgeführten Bestimmungen.

Strahlenart	Beobachter	Datum	Methode	e/m
Kathodenstrahlen	Schuster	1890	Magnetische und elektrostatische Ablenkung	$0{,}1 \cdot 10^7$
„	„	1898	„	$0{,}36 \cdot 10^7$
„	J. J. Thomson	1897	„	$0{,}77 \cdot 10^7$
„	W. Wien	1898	„	$0{,}3 \cdot 10^7$
„	J. J. Thomson	1897	Magnetische Ablenkung und Wärme	$1{,}17 \cdot 10^7$
„	Kaufmann	1897/8	Magnetische Ablenkung und Elektrodenspannung	$1{,}86 \cdot 10^7$
„	Simon	1899	„	$1{,}865 \cdot 10^7$
„	Wiechert	1899	Magnetische Ablenkung und Geschwindigkeit	$1{,}01 - 1{,}55 \cdot 10^7$
„	Seitz	1901	Magnetische und elektrostatische Ablenkung	$0{,}645 \cdot 10^7$
„	„	1902	Magnetische Ablenkung und $\frac{mv^2}{2e}$ nach drei verschiedenen Methoden	$1{,}87 \cdot 10^7$

Strahlenart	Beobachter	Datum	Methode	e/m
Kathodenstrahlen	Becker	1905	Magnetische Ablenkung oder Verzögerung im elektrischen Felde	$1,747 . 10^7$
"	"	1905	Magnetische Ablenkung und Elektrodenspannung	$1,847 . 10^7$
Lenardstrahlen	Lenard	1898	Magnetische und elektrostatische Ablenkung	$0,639 . 10^7$
"	"	1898	Magnetische Ablenkung und Verzögerung im elektrischen Felde	$0,68 . 10^7$
Ultraviolettes Licht auf Zinkplatte	J. J. Thomson	1899	Verzögerung der Entladung durch magnetisches Feld	$0,76 . 10^7$
"	Lenard	1900	Magnetische Ablenkung und Elektrodenspannung	$1,15 . 10^7$
Ultrav. Licht auf Glas	Reiger	1905	"	$1,06 . 10^7$
Glühende Metalle	J. J. Thomson	1899	Verzögerung der Entladung durch magnetisches Feld	$0,87 . 10^7$
Glühende Elektrolyte	A. Wehnelt	1903	Magnetische Ablenkung und Elektrodenspannung	$1,4 . 10^7$
Striktionskathodenstrahlen	Reiger	1905	Magnetische und elektrostatische Ablenkung	$1,32 . 10^7$
Kathodenstrahlen an der Anode	"	1905	Magnetische Ablenkung und Elektrodenspannung	$1,68 . 10^7$
Zeeman-Effekt	Zeeman	1897	vgl. Kap. XI	$1,6—3 . 10^7$
Drehung der Polarisationsebene	Siertsema		vgl. Kap. XI	$0,9—1,8 . 10^7$

Die Werte für Radium folgen später.

Die Abweichungen zwischen den einzelnen Zahlen sind recht beträchtlich, und zwar sind die mittels magnetischer Ablenkung und Elektrodenspannung erhaltenen Werte durchweg zwei- bis dreimal so groß als die mit Hilfe der magnetischen und elektrostatischen Ablenkung erhaltenen. Nach J. J. Thomson liegt der Grund hierfür wahrscheinlich darin, daß die bekannte Formel: $Ve = {}^1/_2\, mv^2$ (S. 64), nicht genau ist. Dieselbe sagt aus, daß die elektrischen Kräfte von der Kathode an auf das Teilchen wirken und daß die ganze Arbeit der elektrischen Kräfte ausschließlich zur Vermehrung der kinetischen Energie verwandt wird. Dies entspricht aber nicht den tatsächlich vorhandenen Verhältnissen, denn die geladenen Kathodenstrahlteilchen entstehen in allen Teilen der Röhre und auf diese wirken nur die Kräfte von ihrem Entstehungsorte bis zur Anode; es darf daher nicht für alle Kathodenstrahlteilchen ein und derselbe Wert von V der Rechnung zugrunde gelegt werden. Ferner stoßen die Teilchen mit den Molekülen des Gases zusammen, wodurch ein Teil ihrer lebendigen Kraft in andere Energieformen übergeht.

Diese Gründe können aber die oben erwähnten Abweichungen nicht erklären, denn, da der Kathodenstrahl durch den Magneten als Ganzes abgelenkt und dabei nicht auseinandergezerrt wird, so müssen alle Teilchen desselben die gleiche Geschwindigkeit besitzen (s. Kap. XVI, Spektrum der Kathodenstrahlen). Zudem hat W. Seitz die eben erwähnte Erklärung von Thomson auch direkt geprüft, indem er die mit ein und derselben Röhre und unter denselben Verhältnissen nach drei verschiedenen Bestimmungsmethoden erhaltenen Werte von $\frac{mv^2}{2e}$ miteinander verglich. Aus der völligen Übereinstimmung der so gefundenen Werte folgt auch die Unhaltbarkeit der Thomsonschen Annahme. Eine zutreffende Erklärung steht somit noch aus.

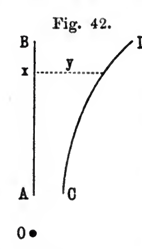
Je nach dem Werte, den man für das Verhältnis e/m der Rechnung zugrunde legt, erhält man verschiedene Werte für die Masse des Kathodenstrahlteilchens, die ungefähr 1000 bis 2000 mal kleiner als die des Wasserstoffatomes ist.

Wäre diese Masse eine Konstante, wie man anfangs glaubte, so wäre der Schluß von J. J. Thomson, daß die Kathodenstrahlteilchen die Atome der Urmaterie seien, außerordentlich wahr-

scheinlich. Aus neueren Versuchen von Kaufmann geht aber hervor, daß c/m für Radiumstrahlen um so kleiner wird, je mehr sich die Geschwindigkeit der Teilchen der Lichtgeschwindigkeit nähert. Die Frage, wie dieses überraschende Resultat zu deuten ist, eignet sich wegen der großen Schwierigkeiten nicht zu einer populären Darstellung; trotzdem soll hier wenigstens die Erklärung angedeutet werden und zwar hauptsächlich deswegen, weil sie vielleicht unsere Anschauungen über die Materie modifizieren wird.

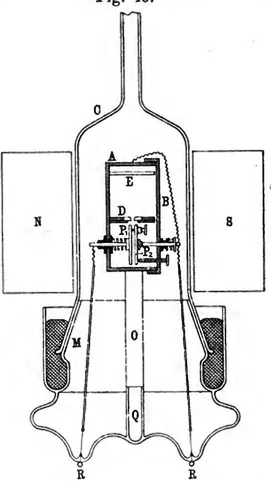
Bekanntlich sendet das Radium und einige andere Körper Strahlen, sog. Becquerelstrahlen, aus, von denen ein Teil, die sogenannten β-Strahlen, sich im wesentlichen wie die Kathodenstrahlen verhält. Da sie weniger stark durch den Magneten abgelenkt werden und leichter durch feste Körper hindurchgehen, so liegt die Vermutung nahe, daß sie Kathodenstrahlen von sehr großer Geschwindigkeit sind. Diese Hypothese läßt sich am einfachsten durch Bestimmung ihrer Massen und Ladung prüfen, denn das konstante Verhältnis e/m ist für letztere charakteristisch. Die Methoden, welche hierzu bei den Kathodenstrahlen angewandt werden, können direkt nicht auf die Becquerelstrahlen übertragen werden, denn die letzteren sind nicht homogen, d. h. sie werden durch ein magnetisches oder elektrostatisches Feld nicht gleichartig abgelenkt, sondern vielmehr in einen Fächer auseinandergezerrt. Man erhält daher, wenn man die Strahlen durch ein Diaphragma hindurchgehen läßt, auf einer photographischen Platte im Magnetfelde keinen schwarzen Punkt, sondern einen schwarzen Strich. Wird nachher derselbe Strahl durch ein elektrostatisches Feld abgelenkt, so erhält man einen ähnlichen Streifen; man weiß dann, von den Endpunkten der Streifen abgesehen, nicht, welche ihrer Punkte ein und demselben Strahl entsprechen. Diese Schwierigkeit hat Kaufmann dadurch beseitigt, daß er den Strahl gleichzeitig der Wirkung eines elektrostatischen und magnetischen Feldes aussetzte. Die austretenden unabgelenkten Strahlen des Radiums fallen durch ein Diaphragma auf eine photographische Platte, wo sie einen schwarzen Punkt O erzeugen (Fig. 42). (Man denke sich das Radium unterhalb und die photo-

Fig. 42.



graphische Platte in der Ebene des Papiers.) Durch das Magnetfeld werden sie in einen Streifen AB auseinandergezogen, der durch das gleichzeitig wirkende elektrostatische Feld in die Kurve CD übergeht. Aus der Messung der Abszisse Ox und der dazu gehörigen Ordinate y kann die Geschwindigkeit v und e/m für ein und denselben Strahl nach Formel II und III (S. 64) berechnet werden.

Fig. 43.



Den von **Kaufmann** benutzten Apparat zeigt die Fig. 43. In dem evakuierten Gefäße C befindet sich das Radium, dessen Strahlen das zwischen den Platten $P_1\,P_2$ bestehende starke elektrostatische Feld durchsetzen. Sie gelangen dann durch das Diaphragma D und fallen auf die photographische Platte E. Auf ihrem ganzen Wege sind sie der Wirkung eines starken magnetischen Feldes NS ausgesetzt, welches eine Ablenkung senkrecht zu der des elektrostatischen Feldes hervorruft. Die erhaltenen Resultate stehen in der folgenden Tabelle verzeichnet.

$v \,.\, 10^{10}$	$e/m \,.\, 10^{7}$
2,83	0,63
2,72	0,77
2,59	0,975
2,48	1,17
2,36	1,31

Aus der Tabelle ergibt sich: **mit zunehmender Geschwindigkeit nimmt das Verhältnis** e/m **ab.** Dies Ergebnis scheint

für die Theorie, wie wir sie bisher entwickelt haben, verhängnisvoll zu sein, denn die Konstanz von e/m galt als stärkster Beweis für ihre Richtigkeit. Die Theorie zu verlassen, weil sie bei den schnellen Becquerelstrahlen versagt, dürfte nicht empfehlenswert sein, da sie, wie wir gesehen haben, eine große Anzahl von Einzeltatsachen und Erscheinungen einheitlich zusammenfaßt. Es bleibt daher nur übrig, sie zu modifizieren, so daß sie für die schnellen Strahlen ebenso wie für die langsamen gilt. Hierbei stehen uns zwei Wege frei, nämlich entweder e oder sonst m als Variable zu betrachten. Daß e von der Geschwindigkeit abhängen soll, ist äußerst unwahrscheinlich. Wohl aber kennt man eine Reihe von Erscheinungen, wo die mechanische Masse scheinbar veränderlich ist. Erteilt z. B. eine Kraft, die wir bekanntlich durch das Produkt aus Masse $\times$ Beschleunigung messen, einer Masse m die Beschleunigung g, also $K = mg$, und wirkt das zweite Mal dieselbe Kraft auf dieselbe Masse, während zu gleicher Zeit ein Reibungswiderstand auftritt, so wird im letzteren Falle die Beschleunigung kleiner, also $K = mj + R$, wo $j < g$ ist, und R die von der Reibung herrührende Kraft bedeutet. An Stelle dieser üblichen Auffassung könnte man sich eine andere Vorstellung von den eben geschilderten Erscheinungen bilden. Man könnte sich z. B. denken, daß zu der konstanten, unter allen Umständen unveränderlichen Masse m_c, mit der wir stets in der Physik rechnen, eine zweite scheinbare m_s träte, die mit der Geschwindigkeit variabel wäre, da ja die Reibung mit der Geschwindigkeit zunimmt; wir hätten dann, wenn wir m_s passend wählten:

$$K = (m_c + m_s)j.$$

Wir kehren jetzt zu den Kathodenstrahlteilchen zurück. Das sich mit der Geschwindigkeit v bewegende Teilchen stellt einen elektrischen Strom dar, der natürlich wie jeder andere elektrische Strom eine in der Nähe befindliche Magnetnadel beeinflußt (S. 56), d. h. das sich bewegende geladene Teilchen modifiziert den Äther und erregt ein elektromagnetisches Feld. Da hierzu Arbeit gehört, so besitzt letzteres Energie. Es besteht daher die ganze Energie des sich bewegenden Teilchens 1. aus seiner lebendigen Kraft $L = \frac{1}{2} mv^2$ und 2. aus der erregten magnetischen Energie U. Die letztere ist, wie eine hier nicht durchzuführende Rechnung

ergibt, ebenfalls dem Quadrate der Geschwindigkeit proportional, so daß also die ganze Energie E des Teilchens

$$E = L + U = \frac{1}{2} mv^2 + Kv^2$$

ist, wo K den Proportionalitätsfaktor bedeutet. Diese Gleichung läßt sich auch folgendermaßen schreiben:

$$E = \frac{1}{2} (m + m_s) v^2,$$

wo m_s die scheinbare Masse bedeutet.

In dieser Gleichung ist, ähnlich wie oben bei der Reibung, m_s abhängig von der Geschwindigkeit des sich bewegenden Teilchens. Dies läßt sich folgendermaßen veranschaulichen. Das elektromagnetische Feld, welches durch das sich bewegende Teilchen erregt wird, breitet sich nicht augenblicklich, sondern, wie aus den Versuchen von Hertz hervorgeht, mit Lichtgeschwindigkeit aus. Hierdurch werden aber in bestimmten Fällen die Gesetze der Elektrostatik, z. B. das Coulombsche, Biot-Savartsche Gesetz usw. modifiziert. Befindet (Fig. 44) sich bei A ein Zylinder mit der elektrischen Ladung m, so wird derselbe bei C eine Kraft ausüben, die sich nach dem Coulombschen Gesetze berechnen läßt und die sich, wie eben erwähnt, mit Lichtgeschwindigkeit von A nach C ausbreitet. Bewegt sich der Zylinder verhältnismäßig langsam nach B, so wird fortdauernd in C eine Kraft wirken, die jeden Augenblick durch die jeweilige Entfernung des Zylinders von C bestimmt ist. Eilt er aber mit Lichtgeschwindigkeit oder einer dieser nahen durch den Raum, so ist die Kraft bei C eine andere. Denn denken wir uns den Zylinder in kleine Teile (Volumelemente) zerlegt, so wird von jedem desselben eine Kraft ausgehen, die sich zeitlich ausbreitet. Die von dem vorderen Ende ausgesandten kommen in C zuerst an, zuletzt die von dem hinteren Ende. Man erkennt nun unschwer, daß die von dem hinteren Ende ausgehenden Kräfte bei der Lage des Zylinders in A gleichzeitig in C ankommen können mit denen von dem vorderen Ende in der Lage B, wenn der Körper sehr schnell, z. B. mit Lichtgeschwindigkeit, durch den Raum fliegt. Diese beiden Kräfte lagern sich dann übereinander, und es kann infolgedessen jetzt nicht mehr das einfache Coulombsche Gesetz gelten.

Fig. 44.

A B C

Ähnliches gilt auch von dem durch die Bewegung eines geladenen Teilchens erregten elektromagnetischen Felde. Das Biot-Savartsche Gesetz (S. 57), welches wir der Theorie der Kathodenstrahlen zugrunde gelegt haben, berücksichtigt diese zeitliche Ausbreitung nicht, und infolgedessen gilt es nur für ruhende oder langsam sich bewegende elektrische Massen, versagt aber bei geladenen Körpern, die sich mit einer Geschwindigkeit bewegen, die der des Lichtes nahe kommt. Die in den früheren Kapiteln entwickelte Theorie der Kathodenstrahlen kann daher nur bei langsamen Strahlen stimmen; bei schnellen muß sie zu Widersprüchen mit den experimentell gefundenen Tatsachen führen, wie es ja auch der Fall ist.

Von Abraham ist der folgende Ausdruck für die scheinbare Masse abgeleitet worden:

$$m_s = \frac{e^2}{V^2 a}\left(\frac{2}{3} + \frac{4}{3.5}\cdot\frac{v^2}{V^2} + \frac{6}{5.7}\frac{v^4}{V^4} + \ldots\right),$$

wo e die Ladung, V die Lichtgeschwindigkeit, v die Geschwindigkeit des Teilchens (als Kugel mit dem Radius a gedacht) bedeuten.

Vergleicht man diese Formel mit den Versuchen von Kaufmann, so ergibt sich, daß die mechanische Masse des Kathodenstrahlteilchens gegenüber der scheinbaren elektromagnetischen entweder sehr klein oder wahrscheinlich sogar Null ist. Wir werden im folgenden stets das letztere annehmen; die Teilchen bestehen dann aus Elektrizitätsquanten ohne mechanische Masse. Man hat für sie einen besonderen Namen eingeführt und nennt sie nach dem Vorschlage von Stoney „Elektronen" oder nach dem Vorschlag von Helmholtz „elektrische Elementarquanten" oder kürzer „Quanten". Erinnern wir uns nun, daß bei allen Kathodenstrahlen die Elektrizitätsmenge stets dieselbe ist, und ebenso bei den Ionen der einwertigen Elektrolyte, und daß kleinere Quanten niemals beobachtet worden sind, so können wir folgende Definition für das Elektron und das Ion einführen:

Das Elektron ist ein Atom Elektrizität, das sich nicht weiter zerlegen läßt. Das Ion ist ein chemisches Atom oder eine chemische Atomgruppe mit ein, zwei, drei oder mehr Elektronen.

Daß die Elektrizität ebenso wie die chemischen Elemente und Verbindungen aus Atomen zusammengesetzt sei, hat bereits im Jahre 1881 H. v. Helmholtz in seinem Faraday-Vortrage klar ausgesprochen. — Da nämlich ein und derselbe Strom oder ein und dieselbe Elektrizitätsmenge stets äquivalente Mengen ausscheidet, oder, anders ausgedrückt, immer dieselbe Menge von Valenzwerten an beiden Elektroden entweder frei macht oder in andere Verbindungen überführt, so muß mit jedem Äquivalent ein und dieselbe Elektrizitätsmenge verbunden sein. „Wenn wir nun Atome der chemischen Elemente annehmen, so können wir nicht umhin, weiter zu schließen, daß auch die Elektrizität, positive sowohl wie negative, in bestimmte elementare Quanta geteilt ist, die sich wie Atome der Elektrizität verhalten. Jedes Ion muß, so lange es sich in der Flüssigkeit bewegt, mit je einem elektrischen Äquivalent für jeden seiner Valenzwerte vereinigt bleiben. Nur an den Grenzflächen der Elektroden kann eine Trennung eintreten; wenn dort eine hinreichend große elektromotorische Kraft wirkt, dann können die Ionen ihre bisherige Elektrizität abgeben und elektrisch neutral werden.“

Die Elektronen oder Elementarquanten der Elektrizität gehorchen dem Gesetze der Erhaltung der Materie. „Jedes Quantum für sich ist unzerstörbar und unvermehrbar, wie eine Substanz; nur dadurch, daß es sich mit dem gleichen Quantum entgegengesetzter Elektrizität vereinigt, verschwindet es wenigstens für unsere Wahrnehmung“ (Helmholtz).

Die Elektronen verbinden sich miteinander nur nach bestimmten Verhältnissen, ebenso wie die chemischen Elemente. Ein Ausgleich der Elektrizität findet daher so statt, daß sich die positiven und negativen Elektronen miteinander vereinigen.

Aus der scheinbaren Masse können wir eine andere wichtige Schlußfolgerung ziehen, nämlich die über die Größe des Elektrons. Sie berechnet sich zu 2,8 Billionstel Millimeter. Während man für die Größe der Moleküle nach Zehnmillionstel Millimeter rechnet, steigen wir hier zu Größenordnungen hinab, die noch fast eine Million mal kleiner sind. Wahrscheinlich sind die Elektronen Kugeln von unveränderlicher Größe und Gestalt.

Eine Folgerung aus der Theorie soll hier noch kurz angedeutet werden. Wir haben gesehen, daß sich das Kathodenstrahlteilchen, trotzdem seine Masse Null ist, genau so wie ein

materieller Körper verhält. Es liegt nun nahe, dies Resultat zu verallgemeinern und anzunehmen, daß jede Masse nur eine scheinbare, elektromagnetische ist. Ob es auf Grund dieser Vorstellung gelingen wird, die jetzt ganz isoliert dastehende Schwerkraft zu anderen Naturkräften in Beziehung zu bringen und auf Grund der Elektronentheorie zu erklären und schließlich auf diese Weise eine neue Mechanik zu schaffen, muß die Zukunft lehren. Jedenfalls ist aber der Versuch, sogar den ältesten Teil der Physik, die Mechanik, der Elektrizitätslehre unterzuordnen, außerordentlich bemerkenswert.

Fünfzehntes Kapitel.

Fluoreszenzerregung und chemische Wirkung der Kathodenstrahlen.

Aus dem Auftreten eines grüngelben Fluoreszenzlichtes in der Nähe der Kathode einer weit evakuierten Röhre schloß Plücker im Jahre 1859 auf das Vorhandensein von neuen Strahlen. Die Fluoreszenzerregung war somit die erste Eigenschaft, die man an den Kathodenstrahlen entdeckte; sie ist, wie aus den vorhergehenden Kapiteln hervorgeht, ein treffliches Hilfsmittel zur Erforschung ihrer Natur gewesen.

Die Zahl der Körper, welche leuchten, ist sehr groß und die auftretenden Farben sind von großer Mannigfaltigkeit. Uranglas fluoresziert dunkelgrün, Bleiglas blau, gewöhnliches Glas grün, Balmainsche Leuchtfarbe intensiv bläulich, das seltene Mineral Phenakit, ein Beryllerde-Silikat, blau; Spodumen, ein Silikat von Tonerde und Lithium, reich goldgelb; der Smaragd gibt ein karmoisinrotes Licht. Die glänzendste Fluoreszenz zeigt der Diamant und der Rubin.

Schon die ersten Beobachter auf diesem Gebiete fanden, daß die Mineralien vielfach, je nach ihrem Fundorte, verschieden leuchteten. Durch Crookes, Lecoq de Boisbaudran, Lenard und Klatt u. a. wurde festgestellt, daß dies von geringen Verunreinigungen herrührte und daß die absolut reinen Mineralien

vielfach gar nicht leuchteten. Wie stark die Einwirkung minimalster Mengen von Zusätzen ist, geht daraus hervor, daß absolut reine Tonerde nicht fluoresziert, daß sie aber durch Aufnahme von Chromoxyd rot leuchtet, wenn sie einige Tage mit böhmischem Glase in Berührung gestanden hat. Analog machte Ed. Becquerel Tonerde und Magnesiumoxyd durch Zusätze von geringen Mengen von Chromoxyd phosphoreszenzfähig.

E. Wiedemann und G. C. Schmidt wiesen auf die Analogie zwischen dieser Erscheinung und der bei vielen flüssigen Lösungen auftretenden hin, bei denen vielfach weder das Lösungsmittel noch der Farbstoff für sich allein fluoreszieren, wohl aber, wenn beide sich innig in der Lösung durchdringen. So z. B. fluoresziert Eosin im festen Zustande nicht und ebensowenig Wasser, löst man aber den Farbstoff in Wasser, so tritt ein intensives gelbgrünes Licht beim Bestrahlen auf. Sie nannten deswegen die fluoreszierenden festen Körper nach einem Vorschlage von van't Hoff „feste Lösungen".

Die Darstellung fluoreszierender fester Lösungen ist im allgemeinen sehr einfach. Man mischt beide Bestandteile innig miteinander und glüht sie; durch die hohe Temperatur werden ihre Moleküle beweglich und durchdringen sich dann. Oder wenn beide Bestandteile löslich sind, so löst man sie, dampft zur Trockne und glüht. So fluoreszirt z. B. $MgSO_4$ mit einer Spur $MnSO_4$ intensiv rot. Zur Darstellung dieses Präparates werden beide Salze in Wasser gelöst und nach dem Eintrocknen heftig geglüht. $CaSO_4$ fluoresziert nicht, ebensowenig $MnSO_4$; die feste Lösung beider leuchtet intensiv grün. Man erhält dieses Präparat leicht, wenn man $CaCl_2$ mit manganhaltiger Schwefelsäure fällt, den Niederschlag trocknet und glüht oder Calciumsulfat mit Mangansulfatlösung versetzt und glüht.

Die festen Lösungen unterscheiden sich von den flüssigen in mehrfacher Hinsicht. So leuchten die ersteren nach der Erregung fast ausnahmslos noch nach. Erwärmt man sie, nachdem man sie mit Kathodenstrahlen bzw. Lichtstrahlen behandelt hat, so flammen sie auf, eine Erscheinung, die man Thermolumineszenz nennt. Die folgende Tabelle, einer Arbeit von E. Wiedemann und G. C. Schmidt entnommen, enthält eine Anzahl von intensiv leuchtenden festen Lösungen. x bedeutet einen sehr kleinen Bruch.

Präparat	Kathodo-fluoreszenz	Nach-leuchten	Thermo-fluoreszenz
$CaSO_4$	schw. gelbrot	—	—
$CaSO_4 + xMnSO_4$ . . .	intensiv grün	intensiv grün	intensiv grün
$SrSO_4$	—	—	—
$SrSO_4 + xMnSO_4$ . .	intensiv rot	rot	rot
$MgSO_4$	schwach rot	schwach	schwach
$MgSO_4 + xMnSO_4$ . .	intensiv rot	intensiv rot	intensiv rot
$ZnSO_4$	weiß	weiß	weiß
$ZnSO_4 + xMnSO_4$ . . .	intensiv rot	intensiv rot	intensiv rot
Na_2SO_4	schw. bläulich	schwach	schwach
$Na_2SO_4 + xMnSO_4$ . .	intensiv gelb	intensiv gelb	intensiv gelb
$CdSO_4$	gelb	schwach	schwach
$CdSO_4 + xMnSO_4$ . . .	insensiv gelb	intensiv gelb	intensiv gelb
$CaFl_2$	schw. bläulich	—	—
$CaFl_2 + xMnFl_2$	intensiv grün	intensiv grün	grün
$CaCO_3$	—	—	—
$CaCO_3 + xMnCO_3$ . . .	intensiv rot	intensiv rot	intensiv rot

Da $MnSO_4$, $MnFl_2$ und $MnCO_3$ nicht fluoreszieren, so erkennt man aus dieser Tabelle deutlich, wie erst ein Leuchten zustande kommt, dadurch, daß der eine Körper sich in den anderen löst. Bemerkenswert ist, wie außerordentlich sich die Fluoreszenzfarbe mit dem Lösungsmittel ändert.

Sobald die Menge der gelösten Körper größer wird, hört gewöhnlich die Fluoreszenz auf; so leuchtet Al_2O_3 mit einer Spur Chromoxyd schön rot; bei 0,02 Proz. Cr ist kein Fluoreszenzlicht mehr wahrzunehmen.

Daß auch das Leuchten der Gase in Entladungsröhren eine reine Fluoreszenzerscheinung ist und nicht durch hohe Temperaturen hervorgerufen wird, bewiesen E. Wiedemann, Hittorf und Hasselberg. Außerordentlich mannigfaltige Farben treten auch hierbei auf. So ist im Cadmiumdampf die Farbe der Kathodenstrahlen grünblau bis violett, das positive Licht grün; in Zink sind die Kathodenstrahlen blau, das positive Licht rötlich. Ist letzteres geschichtet, so sind die Farben der Kuppen der Schichten vielfach verschieden gefärbt, und zwar ist die Farbe an den Stellen, wo ein Überschuß von negativen Ionen vorhanden ist, mehr nach dem violetten Ende des Spektrums verschoben.

Bemerkenswert ist, daß mit wenig Ausnahmen, wie Uransalze, Baryumplatincyanür, keine intensiv gefärbten Körper unter den Kathodenstrahlen fluoreszieren, selbst dann nicht, wenn sie unter den Lichtstrahlen intensiv leuchten. Bettet man z. B. Eosin, Fluoreszeïn oder irgend einen anderen Anilinfarbstoff in Gelatine, so erhält man feste Lösungen, die unter dem Lichte stark fluoreszieren, auf Kathodenstrahlen dagegen gar nicht leuchtend reagieren.

Eine allen diesen Erscheinungen gerecht werdende Theorie besitzen wir noch nicht. Wahrscheinlich kommt die Fluoreszenz dadurch zustande, daß die Elektronen die Valenzladungen im Moleküle so stark erschüttern, daß sie ihrerseits Lichtstrahlen aussenden, die durch das Lösungsmittel in noch nicht übersehbarer Weise modifiziert werden. Nach einer Hypothese von E. Wiedemann und G. C. Schmidt kann die Erschütterung so stark werden, daß der gelöste Körper zerfällt, d. h. in seine Ionen dissoziiert wird; dadurch, daß sich die letzteren langsam miteinander vereinigen, kommt das Nachleuchten zustande. Da durch Wärme diese Reaktion beschleunigt wird, so erklärt sich auf Grund dieser Hypothese auch leicht die Thermolumineszenz.

Hand in Hand mit den Fluoreszenzerscheinungen gehen vielfach chemische Prozesse von statten und zwar wirken Kathodenstrahlen reduzierend (G. C. Schmidt, Villard und Bose). So werden Quecksilberchlorid und Eisenchlorid nach den Versuchen des Verf. in die Chlorüre verwandelt, Kupferoxyd zu Kupfer reduziert, Quecksilberoxydsulfat in Quecksilberoxydulsulfat, Silberchlorid, -bromid, -jodid in die betreffenden Subchloride verwandelt usw.

Diese Reduktionen lassen sich auf Grund der Elektronentheorie folgendermaßen erklären: Treffen die Elektronen auf ein Salz, z. B. Silberchlorid, welches aus einem positiv geladenen Silber- und einem negativ geladenen Chloratom besteht, also die Konstitution $\overset{+}{\underset{+}{Ag_2}}\overset{-}{\underset{-}{Cl_2}}$ besitzt — der Bequemlichkeit halber schreiben wir diese Formel doppelt —, so können dieselben nur auf die Weise dauernd festgehalten werden, daß die Valenzladungen des Silbers gesättigt werden. Das letztere vermag dann nicht mehr zwei Atome Chlor zu binden, das eine entweicht, verbindet sich mit einem anderen positiven Elektron und vereinigt sich schließ-

lich zu einem indifferenten Chlormolekül. Es bleibt somit das Silbersubchlorid $\overset{\overset{+-}{+}}{Ag_2}\overset{-}{Cl}$ zurück, bei dem die eine Valenzladung des Silbers durch ein Elektron gesättigt ist. Will man annehmen, daß das Chlor im Silbersubchlorid zweiwertig ist — und das entspricht wohl mehr unseren landläufigen Anschauungen —, so muß man noch die weitere Hypothese hinzufügen, daß das negative Elektron zum Chlor hinüberwandert, $\overset{\overset{+}{+}}{Ag_2}\overset{\overset{-}{-}}{Cl}$.

Auffallende Umwandlungen treten auf, wenn man Kathodenstrahlen auf die Alkalihalogenide fallen läßt, wie zuerst Goldstein nachgewiesen hat. So färbt sich Chlornatrium braun, Chlorkalium violett, Bromkalium blau usw. Man nennt diese Farben Nachfarben. Ganz ähnliche Färbungen nehmen die Alkalihalogenide in der Nähe eines Funkens (Becquerel) an, oder wenn man sie in den Dämpfen der Alkalimetalle selbst erhitzt, wie zuerst H. Rose und später Giesel nachwiesen. Ferner zeigen sich solche Farben bei der Elektrolyse der geschmolzenen Salze nach R. Bunsen und Kirchhoff. Mit diesen neu entstandenen Körpern haben sich eine Reihe von Forschern beschäftigt, wie Goldstein, Abegg, Giesel, Elster und Geitel, E. Wiedemann und G. C. Schmidt, L. Wöhler und H. Kasanowski, Siedentopf usw.

In neuerer Zeit hat Goldstein eine große Reihe von anderen Körpern bei sehr tiefen Temperaturen mit Kathodenstrahlen behandelt; es hat sich dabei ergeben, daß das Auftreten von Nachfarben eine sehr viel häufigere Erscheinung ist, als man anfangs vermutete. So färbt sich Ammoniumchlorid grüngelb, Ammoniumbromid gelbbraun, Ammoniumjodid olivbraun, Ammoniumfluorid tiefblau, Schwefelsäure safrangelb, Salzsäure grün usw. Auch eine große Anzahl von organischen Körpern verändern sich unter den Kathodenstrahlen bei der Temperatur der flüssigen Luft; so wird Tetramethylammoniumchlorid zitronengelb bis schwefelgelbgrün, Chloressigsäure hell chlorfarben, Trichloressigsäure blaß grünlichgelb, Bromessigsäure gelb, Bromoform zitronengelb, Chloral tiefgelb usw. Es nehmen also nicht nur Salze, sondern auch substituierte Grenzkohlenwasserstoffe, substituierte Aldehyde und substituierte Säuren Nachfarben an. Dagegen lassen sich keine Nachfarben erzielen, wenn man die entsprechenden, nicht durch

Haloide substituierten Substanzen untersucht: Der erstarrte reine Aldehyd nimmt keine Nachfarbe an und ebensowenig die Essigsäure.

Auch bei einem Elemente, nämlich dem Schwefel, konnte eine Nachfarbe beobachtet werden. Kühlt man denselben auf die Temperatur der flüssigen Luft ab, so wird er weiß; läßt man jetzt Kathodenstrahlen einwirken, so nimmt er sofort eine kräftige Chamois-Farbe an, zeigt also eine noch viel dunklere Färbung als der Schwefel bei gewöhnlicher Temperatur.

Diese Modifikation und ebenso die gefärbten Alkalihalogenide erblassen unter dem Einfluß des Tageslichtes und beim Erwärmen. Durch Anhauchen verschwindet ebenfalls die Farbe bei den gefärbten Alkalihalogeniden, dagegen sind sie in einer gesättigten NaCl-, NaBr usw. -Lösung beständig. Im Tageslichte zerstreuen sie negative elektrische Ladungen.

Über die Natur dieser gefärbten Substanzen sind eine Reihe von Hypothesen aufgestellt worden. Goldstein nimmt an, daß sie neue Modifikationen darstellen.

Nach E. Wiedemann und G. C. Schmidt sind die gefärbten Alkalihalogenide Subchloride. Diese Hypothese ist von Elster und Geitel, denen sich Giesel anschloß, dahin modifiziert worden, daß die dem entbundenen Haloid äquivalente Metallmenge mit dem unveränderten Salze nicht ein Subchlorid, sondern eine farbige feste Lösung bildet.

In neuester Zeit hat Siedentopf eine große Reihe von Gründen beigebracht, welche zugunsten der Elster und Geitelschen Hypothese sprechen. Doch darf nicht übersehen werden, daß mit derselben die Tatsache schwer in Einklang zu bringen ist, daß diese gefärbten Körper in gesättigter Kochsalzlösung ihre Farbe beibehalten, während man von dem Natriummetall erwarten müßte, daß es sich sofort umsetzt. Der Hinweis, daß das Wasser vielleicht nicht in die feinen Poren, wo sich das Metall abgelagert hat, eindringen könne, ist nicht stichhaltig, da die Präparate beim Anhauchen sofort ihre Farbe verlieren.

Auf weitere Gründe, welche zugunsten der einen oder anderen Auffassung sprechen, soll hier nicht eingegangen werden. Da wir noch keine klare Vorstellung über das Wesen der Absorption des Lichtes und der dadurch hervorgerufenen Fluoreszenz besitzen, so ist es natürlich, daß auch unsere Anschauungen über

das Leuchten unter den Kathodenstrahlen noch sehr unsichere sind, um so mehr, als die Chemie des Elektrons, die hierbei sicherlich stark in Frage kommt, sich noch in den Anfangsstadien befindet.

Lenard, welcher Kathodenstrahlen in Gase von atmosphärischem Druck treten ließ (s. sechzehntes Kapitel), hat ebenfalls die chemische Wirkung dieser genannten Lenard-Strahlen untersucht. Sie wirken stark ozonisierend und sind photographisch wirksam. Andere chemische Reaktionen konnten nicht beobachtet werden; elektrolytisches Knallgas explodierte nicht, Schwefelkohlenstoff entzündete sich nicht. Selbst das so leicht zersetzbare Schwefelwasserstoffgas blieb bei längerer Einwirkung unverändert.

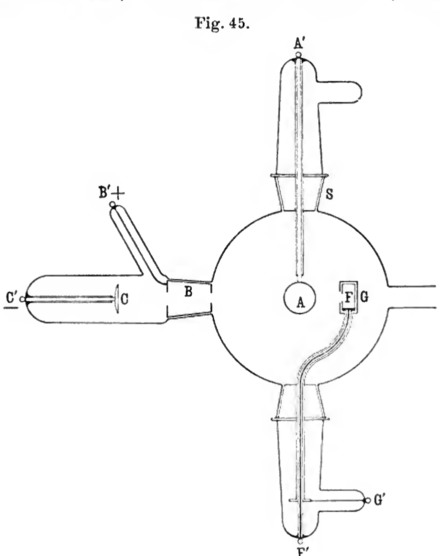
Sechzehntes Kapitel.

Reflexion, Absorption, Spektrum und Bahn der Kathodenstrahlen in einer Entladungsröhre.

Reflexion der Kathodenstrahlen. Fallen Kathodenstrahlen auf eine ebene Fläche eines Leiters oder Nichtleiters, so gehen von derselben nach allen Richtungen wieder Kathodenstrahlen aus; man nennt diese Strahlen „sekundäre Kathodenstrahlen“ und die Erscheinungen Reflexion der Kathodenstrahlen. Der letztere Name ist unglücklich gewählt, da man durch ihn verführt wird, diese Erscheinung mit der Reflexion des Lichtes in Analogie zu bringen, mit der sie nichts zu tun hat. Vielmehr wird der von den Kathodenstrahlen getroffene Körper der Ausgangspunkt von neuen Kathodenstrahlen, indem durch den Anprall das Atom bzw. Molekül so stark erschüttert wird, daß ein, zwei oder noch mehr neue Elektronen herausfliegen. Diese ganze Erscheinung ist analog der bekannten Wirkung des ultravioletten Lichtes. Darüber lagert sich allerdings nach den Beobachtungen von Austin, Starke und Becker noch eine richtige Reflexion.

Messungen über den Betrag der „Reflexion" (d. h. Reflexion + Emission, in diesem Sinne wird der Wert von jetzt an immer gebraucht werden), sind von Campbell, Swinton, Starke, Seitz, Austin und Starke angestellt worden. Den Apparat von Swinton zeigt die Fig. 45. C ist die Kathode; A, die reflektierende Fläche, besteht aus einem Platinblech, welches um

Fig. 45.



seine Achse rotiert werden kann. Der Faradaysche Zylinder F fängt die reflektierten Strahlen auf und seine Ladung gibt ein Maß für den Betrag der Reflexion. Swinton fand, daß, wenn auch die Reflexion sehr diffus war, sie am größten war, wenn der Einfallswinkel gleich dem Reflexionswinkel war. Der Reflektor A empfing von den Kathodenstrahlen eine negative Ladung, deren Betrag abnahm, wenn die Kathodenstrahlen schräg darauf fielen, bei sehr schrägem Einfallswinkel wurde die Ladung sogar positiv.

Diese überraschende Tatsache ist von Austin und Starke genau untersucht worden; sie läßt sich nur erklären, wenn man annimmt, daß mehr Elektronen die Fläche verlassen, als darauf fallen. Hieraus folgt aber, daß die Geschwindigkeit der reflektierten Strahlen kleiner sein muß als die der auffallenden, da der Reflektor sonst mehr Energie aussenden würde, als er empfängt. Die direkten Bestimmungen der Geschwindigkeiten der reflektierten Kathodenstrahlen durch Merritt und Seitz schienen dies Ergebnis nicht zu bestätigen. Erst Gehrcke gelang es nachzuweisen, daß tatsächlich ein Teil der reflektierten Strahlen eine geringere Geschwindigkeit besitzt als die auffallenden. Die Fig. 46 stellt den von Gehrcke benutzten Apparat dar. K_1 und K_2 sind zwei miteinander verbundene Kathoden. Die Strahlen von K_1 fallen direkt auf den Fluoreszenzschirm FF', die von K_2 erst nach der Reflexion. $J_1 J_2$ sind stromdurchflossene Windungen, welche zur Erzeugung des magnetischen Feldes dienten. Das Bild, welches auf dem Fluoreszenzschirm nach Erregung des magnetischen Feldes erhalten wurde, zeigt die Fig. 47. F und F_1 stellen die Phosphoreszenzflecke ohne magnetisches Feld dar, rechts den direkten F, links

Fig. 46.

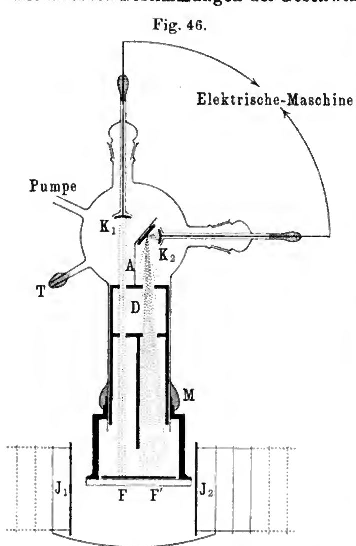


Fig. 47.

F1 F

den von reflektierten Strahlen herrührenden F_1. Erregt man durch Schließen des Stromes in den Spulen J ein Magnetfeld, dessen Kraftlinien also horizontal verlaufen, so werden beide Fluoreszenzflecke zugleich entweder nach oben oder nach unten abgelenkt. Dabei zeigt sich, daß der Fleck F keine wesentliche Verbreiterung erfährt, F^1 aber erhält die in der Zeichnung dargestellte, bedeutend veränderte Gestalt, die durch den Verlust an Geschwindigkeit der Elektronen durch die Reflexion ihre Erklärung findet. Dieses Resultat ist von Leithäuser bestätigt worden.

Im Gegensatz zu Swinton, Austin und Starke findet Lenard, daß die Sekundärstrahlung nach Menge und Geschwindigkeit unabhängig oder doch jedenfalls nicht in auffälliger Weise abhängig ist vom Einfallswinkel der Primärstrahlung. Diese Differenz der Resultate bedarf noch der Aufklärung.

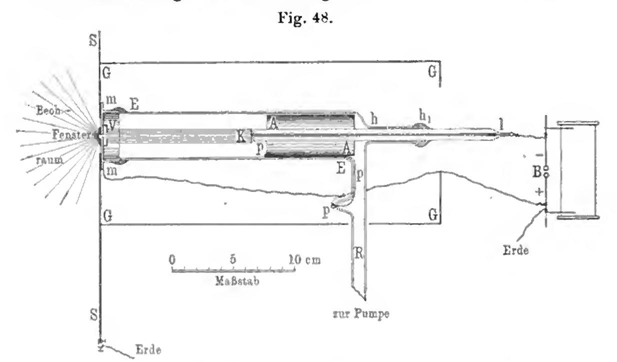
Nicht nur an festen Körpern, welche durch die Bestrahlung mit Kathodenstrahlen eine Leitfähigkeit erhalten (Becker, Becquerel) entwickeln sich Sekundärstrahlen, sondern auch an Gasen (Lenard). Die durch Kathodenstrahlen hervorgerufene Leitfähigkeit der Luft entsteht dadurch, daß Sekundärstrahlen von den Gasmolekülen ausgehen.

Absorption der Kathodenstrahlen. Lange Zeit war man der Ansicht, daß alle festen Körper für Kathodenstrahlen undurchlässig seien; so wiesen Goldstein und Crookes nach, daß selbst die dünnsten Kollodium- oder Glasschichten, in den Gang der Kathodenstrahlen gebracht, intensive Schatten werfen. Erst Hertz, E. Wiedemann und Ebert fanden, daß dünne Metallschichten die Strahlen hindurchließen. Die Durchlässigkeit von vielen Substanzen hat Lenard im weiteren Verfolg der eben erwähnten Arbeit von Hertz untersucht. Ihm gelang es auch, Kathodenstrahlen in die freie Atmosphäre austreten zu lassen.

Den benutzten Apparat zeigt die Fig. 48 (a. f. S.); K ist die Kathode, eine kreisförmige Aluminiumscheibe; sie sitzt an einem langen Stiele, welcher ganz von dem sehr dickwandigen Glasrohre Kl umhüllt wird und welcher bei l eingeschmolzen ist. Das Glasrohr paßt in den Hals $h h_1$ der Entladungsröhre und ist daselbst bei h_1 luftdicht abgeschlossen. Die Anode AA ist ein Stück Messingrohr, das knapp in das Entladungsrohr paßt und

den Stiel mit der Kathode vorstehen läßt. Der Platindraht *ppp* hält die Anode in ihrer Lage fest und vermittelt die Zuleitung; er ist eingeschmolzen in das zur Pumpe führende Rohr *R*. Der Kathode gegenüber ist das Entladungsrohr durch eine starke, in der Mitte durchbohrte, angekittete Metallkapsel *mm* luftdicht verschlossen. Über die Öffnung ist ein Aluminiumblättchen — das sogenannte Fenster — gelegt und durch Kitt luftdicht befestigt. Der Vorschirm *V* läßt nur eine kleine Öffnung für die Kathodenstrahlen frei. Ein Blechgefäß *G G* mit einer Öffnung beim Fenster umgibt das Enladungsrohr.

Fig. 48.



Die aus dem Fenster austretenden, für das Auge unmittelbar nicht sichtbaren Kathodenstrahlen — die sogenannten Lenard-strahlen — bringen die Luft zu mattem Leuchten; ebenso fluoreszieren andere Körper, die unter den gewöhnlichen Kathodenstrahlen leuchten, mit dem ihnen eigentümlichen Lichte (siehe Kapitel XV). Die Atmosphäre ist ein trübes Medium für Kathodenstrahlen, etwa wie Milch für Licht; dieselben breiten sich in ihr nicht geradlinig aus, sondern diffus. Ein 2 mm dicker Draht wirft z. B. nur dann einen gleich großen, fast scharf begrenzten schwarzen Schatten, wenn er an dem Phosphoreszenzschirm anliegt; entfernt man ihn davon nach dem Fenster zu, so wird der Schatten sogleich erhellt und sehr verwaschen; er ist sogar ganz verschwunden, wenn er nur 3 cm vom Schirme absteht. Hieraus

folgt, daß die Kathodenstrahlen sehr stark um die Kanten undurchlässiger Körper herumgreifen. Treten die Strahlen anstatt in die Atmosphäre in eine Röhre, aus der die Luft entfernt ist, so ist ihre Bahn geradlinig wie die der Kathodenstrahlen in Entladungsröhren; offenbar sind es die Moleküle des Gases, welche die Luft für die Kathodenstrahlen trübe machen. Auch diese Lenardstrahlen führen eine negative Ladung mit sich, werden durch elektrostatische und magnetische Kräfte abgelenkt. Lenard hat auch das Verhältnis e/m ermittelt (s. S. 80).

Lenard hat mit Hilfe seines Entladungsrohres die Absorption einer großen Reihe von Substanzen untersucht und dabei das einfache Gesetz gefunden: Das Absorptionsvermögen einer Substanz ist angenähert ihrer Dichte proportional. Die Tabelle zeigt, wie genau dies zutrifft.

Substanz	Absorptionsmenge	Dichte	Absorption / Dichte
Wasserstoffgas von 3,3 mm Druck	0,001 49	0,000 000 368	4040
Atm. Luft „ 0,78 „ Druck	0,004 16	0,000 001 25	3330
Wasserstoffgas „ 760 „ Druck	0,476	0,000 084 9	5610
Atm. Luft „ 760 „ Druck	3,42	0,001 23	2780
Schwefl. Säure „ 760 „ Druck	8,51	0,002 71	3110
Kollodiumhaut	3 310	1,10	3010
Papier	2 690	1,30	2070
Glas	7 810	2,47	3160
Aluminium	7 150	2,70	2650
Glimmer	7 250	2,80	2590
Unechtes Blattgold	23 800	8,90	2670
Silber	32 200	10,50	3070
Gold	55 600	19,30	2880
		Im Mittel	3200

Mit Ausnahme des Wasserstoffs weichen die anderen Substanzen nur sehr wenig vom Mittel ab. Die Messungen beziehen sich auf Strahlen von ein Drittel Lichtgeschwindigkeit.

In späteren Arbeiten hat Lenard die Beziehung zwischen Absorption und Strahlgeschwindigkeit weiter verfolgt, und zwar bei Luft, Kohlensäure, Argon und Wasserstoff. Bei diesen vier Körpern wächst die Absorption beim Fortschreiten von den größten

zu immer kleineren Strahlgeschwindigkeiten, und zwar zunächst in immer steigendem Maße. Sinkt die Geschwindigkeit von der des Lichtes auf ein Hundertstel derselben herab, so erhöht dies die Absorptionsvermögen auf mehr als das Millionenfache. Diese Zunahme geht aber nicht über alle Grenzen hinaus, wenn die Geschwindigkeit sich der Null nähert, sondern es tritt vorher ein Wendepunkt ein, worauf die Absorptionsvermögen sich gewissen Grenzwerten nähern. Das individuelle Verhalten verschiedener Materie, welches bei großen Geschwindigkeiten nur beim Wasserstoff, wie wir oben gesehen haben, stärker ausgeprägt war, tritt bei geringen Geschwindigkeiten mehr und mehr hervor. Wasserstoff zeigt hier seine Abweichung in solcher Vergrößerung, daß zuletzt sein Absorptionsvermögen das der anderen Gase sogar übersteigt, obgleich er das dünnste Gas ist. Argon und Luft absorbieren bei größeren Geschwindigkeiten nach Reihenfolge ihrer Dichten, wechseln aber ihre Plätze bei geringeren Geschwindigkeiten. Die Masse des Mediums, welche bei großen Geschwindigkeiten in erster Annäherung allein für das Absorptionsvermögen bestimmend ist, ist bei kleinen Geschwindigkeiten durchaus nicht mehr maßgebend. Bei 10 Volt Geschwindigkeit scheint die vorhandene Molekülzahl maßgebend zu sein, denn die verschiedenen Gase von gleichem Druck verhalten sich bei dieser Geschwindigkeit nahe einander gleich.

Weitere Messungen über die Absorption der Kathodenstrahlen verdanken wir besonders A. Becker.

Aus der Trübung, welche alle Körper, z. B. Luft, den Kathodenstrahlen gegenüber zeigten, folgt, daß jedes Körpermolekül bzw. Atom als gesondertes Hindernis auf die Strahlen wirkt, welches sie von ihrem Wege mehr oder weniger ablenkt. Es liegt nun der Gedanke nahe, daß die Kathodenstrahlen an den Körpermolekülen reflektiert werden. Aus den Bestimmungen Lenards geht hervor, daß dieser Schluß nicht richtig ist, vielmehr müssen sie ungefähr 5000 Wasserstoffmoleküle quer durchfahren, ehe sie die erste merkliche Richtungsänderung erfahren. Jedes Atom der Materie beansprucht somit seinesgleichen gegenüber einen undurchdringlichen Raum für sich, jedoch den Elektronen gegenüber erweisen sich alle Atomsorten als sehr durchlässige Gebilde, wie aufgebaut aus feineren Bestandteilen mit vielen Zwischenräumen.

Diese Schlüsse werden durch Messungen Lenards über die Absorption bestätigt. Die Absorption nimmt nämlich mit abnehmender Strahlgeschwindigkeit fortwährend zu wie die Diffusion. Diese vollständige Analogie zeigt, daß beide Erscheinungen einer gemeinsamen Ursache ihre Entstehung verdanken. Da Kathodenstrahlen eine Diffusion, d. h. eine Ablenkung, nur, soviel wir wissen, durch elektrische und magnetische Kräfte erfahren, so sind wir gezwungen, anzunehmen, daß im Inneren der Atome elektrische Kräfte vorhanden sind oder anders ausgedrückt elektrische Kraftfelder, die sich um gewisse Zentren in den Atomen konzentrieren, in deren Nähe sie größere Intensität aufweisen, als ferner von denselben, so wie die Stärke eines magnetischen Kraftfeldes in bekannter Weise um die zwei Pole sich konzentriert. Ein Elektron, welches derartige Felder mit beweglichen Zentren passiert, wird absorbiert, wenn es in genügend starke Teile dieser Felder gelangt; anderenfalls wird es mit mehr oder weniger abgelenkter Richtung hindurchgelassen werden. Der ganze Querschnitt des Atoms teilt sich daher in zwei Teile, in einen absorbierenden und einen durchlassenden.

Lenard hat nun die Absorption für die ganze Skala der verfügbaren Strahlengeschwindigkeit gemessen. Bei den langsameren und langsameren kommen immer größerere und größere Teile der Kraftfelder des Atoms als absorbierender Querschnitt in Betracht, für die allerlangsamsten ist sogar der absorbierende Querschnitt größer als der des Atoms bzw. Moleküls. Beim Wachsen der Strahlgeschwindigkeit zieht sich der absorbierende Querschnitt zusammen. Hier erhebt sich sofort die Frage, ob diese Zentren ein besonderes undurchdringliches Eigenvolum aufweisen oder allgemein, ob außer den Kraftfeldern sonst noch etwas in den Atomen vorhanden ist. Aus den Messungen Lenards ergibt sich, daß z. B. in 1 cbm Platin höchstens 1 cmm undurchdringliches Eigenvolum vorhanden ist. Wir finden somit in dem von der Materie erfüllten Raum nur Kraftfelder, die Atome sind im wesentlichen somit auch nur Kraftfelder. Die Materie, alle Körper, welche uns umgeben, bestehen somit nur aus positiver und negativer Elektrizität.

Diese Schlüsse stehen in bestem Einklang mit den Resultaten von Abraham und Kaufmann über die scheinbare Masse (S. 96).

In neuester Zeit ist vielfach die Ansicht ausgesprochen, daß das Atom ein dynamisches Gebilde sei, in welchem die Elektronen nach Art der Planeten um einen Zentralkörper, also Mittelpunkt kreisen. Man würde nach dieser Anschauung in jedem Atom unser Sonnensysten als Mikrokosmus wiederfinden. Aber sehr schwierig ist es, unter anderen auf Grund dieser Vorstellung die scharfen, fast unveränderlichen Spektrallinien der Gase zu erklären. Denn ein Elektron, das in molekularer Entfernung um ein positives Zentrum gleicher Ladung läuft, muß notwendig Strahlung aussenden und zwar von einer Wellenlänge, die der des Lichtes nahe kommt. Ein solches Elektron würde sein Licht aber nur auf Kosten seiner Bewegungsenergie aussenden können, da eine andere Energie nicht zur Verfügung steht. Nun verkleinert aber ein Körper, der nach Art der Planeten um einen Zentralkörper kreist, seine Entfernung, sobald seine Geschwindigkeit sich auf irgend eine Weise verringert, und schließlich stürzt er auf denselben. Man erkennt hieraus, daß ein Elektron nicht lange in seiner Bahn bleiben kann, und daß es daher unmöglich ist, auf diese Weise die auftretenden Schwingungen ganz bestimmter Periode zu erklären.

Die Kathodenstrahlen verlieren bei ihrem Durchgange durch dünne Metallplatten einen Teil ihrer Geschwindigkeit, wie Leithäuser und Des Coudres nachgewiesen haben; sind sie anfangs homogen, so werden sie nachher inhomogen und werden infolgedessen durch magnetische Kräfte in einen breiten Streifen auseinander gelegt, in ähnlicher Weise, wie bei den Versuchen von Gehrcke (S. 106).

Auf Grund der Emissionstheorie erklärt sich die Absorption der Kathodenstrahlen durch die Energieverminderung infolge der Anziehung durch die elektrischen Kräfte im Atom. Von dieser Vorstellung allein aus die von Lenard gefundenen Gesetze zu erklären, ist aber nicht möglich, da, wie wir gesehen haben, bei bestimmten Geschwindigkeiten die Natur der Substanz einen maßgebenden Einfluß hat, bei anderen Geschwindigkeiten aber nicht. Vermutlich werden aber die in diesem Absatze geschilderten Versuche uns zu einem tieferen Einblick in den Bau des Moleküls und Atoms führen. Versuche in dieser Richtung verdanken wir J. J. Thomson, Lenard, Lord Kelvin, Wien u. a.; da sie aber noch zu keinen klaren, allgemein angenommenen Vor-

stellungen geführt haben, so müssen wir uns mit einem Hinweis auf die Originalarbeiten begnügen.

Magnetisches Spektrum der Kathodenstrahlen. Wiedemann und H. Ebert wiesen nach, daß Kathodenstrahlen unter gewissen Umständen durch einen Magneten zerlegt wurden, sie nannten die Erscheinung Dispersion der Kathodenstrahlen. Birkeland fand, daß, wenn die Kathodenstrahlen durch ein Induktorium erregt wurden, der Fluoreszenzstreif im Magnetfelde nicht nur verschoben, sondern auch in mehrere einzelne Streifen zerlegt wird. Er nannte die Erscheinung Spektrum der Kathodenstrahlen. Wie zuerst von J. von Geitler und bald darauf von Strutt eingehend nachgewiesen, rührt die Erscheinung daher, daß die von einem Induktorium, welches stets eine diskontinuierliche Entladung gibt, stammenden Kathodenstrahlen inhomogen sind. Wendet man eine Batterie an, bei der die Entladung stets kontinuierlich ist, so tritt die Erscheinung nicht auf.

Bahn der Kathodenstrahlen in einer Entladungsröhre. Ist die Kathode eine ebene Fläche, so ist die Bahn der Kathodenstrahlen geradlinig. Wendet man dagegen eine Hohlkathode an, so steht die Bahn nicht immer senkrecht zur Kathodenfläche. Ist die Röhre nicht sehr weit ausgepumpt, so schneiden sich die Kathodenstrahlen in dem Brennpunkte, bei weiterer Evakuation kann die Bahn eine sehr verwickelte und verschiedenartige Gestalt haben. Derartige Erscheinungen sind namentlich von Goldstein eingehend untersucht worden. Auf Grund der Theorie lassen sich alle scheinbar sehr verwickelten Verhältnisse leicht erklären. Das Elektron verläßt die Kathode in der zur Kathode normalen Richtung; im dunkeln Raume, namentlich wenn derselbe groß ist, kann seine Bahn aber durch die dort wirkenden elektrischen Kräfte modifiziert werden. Ist der dunkle Raum klein, so erhält das Elektron eine große Geschwindigkeit an der Kathode in einer zur Kathode senkrechten Richtung infolge der großen dort wirkenden Kraft (S. 44), und diese Bahn wird durch die in den übrigen Teilen der Entladung vorhandenen geringen elektrischen Kräfte kaum modifiziert. Ist der dunkle Raum groß, so sind in demselben große elektrische Kräfte wirksam, die im allgemeinen nicht alle senkrecht zur Kathode wirken; dieselben werden nach den bekannten Gesetzen

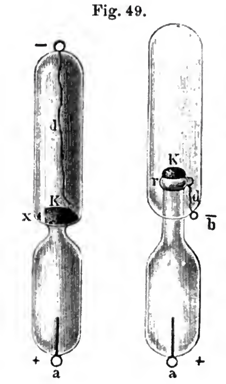
den Teilchen die Bahn vorschreiben. Anfangsgeschwindigkeit und die in der Röhre wirkende elektrostatische Ablenkung genügen, um alle scheinbar außerordentlich verwickelten Erscheinungen zu erklären (A. Wehnelt).

Siebenzehntes Kapitel.

Kanalstrahlen.

Da Elektrizität von einem Vorzeichen nie allein entsteht, sondern stets nur beide, so muß in einer Entladungsröhre neben dem Strome der von der Kathode fortgeschleuderten negativen Elektronen auch noch ein Strom von positiven Ionen vorhanden sein. Von vornherein wird man vermuten, daß diese nach der Kathode wandern. Das Verdienst, die positiven Strahlen entdeckt zu haben, kommt E. Goldstein zu. Die von ihm benutzten Anordnungen zeigt die Fig. 49; *a* ist die Anode; die Kathode *K* besteht aus einer siebartig durchlöcherten Metallplatte, welche die Entladungsröhre in zwei Teile teilt. Die elektrische Verbindung der Kathode mit der Elektrizitätsquelle wird durch den dünnen Draht *d* bewirkt. Pumpt man aus, bis die Vorderseite der Kathode das gewöhnliche Glimmlicht und die erste gelbe Schicht (S. 18) zeigt, so entwickelt sich nach rückwärts in hohen Feuersäulen von jeder Öffnung aus ein intensives Licht, welches, wie aus der Identität beider Spektren hervorgeht, mit der ersten gelben Kathodenschicht identisch ist. Goldstein nannte diese neuen Strahlen Kanalstrahlen und stellte eine Reihe ihrer Eigenschaften fest. Sie breiten sich geradlinig aus

Fig. 49.

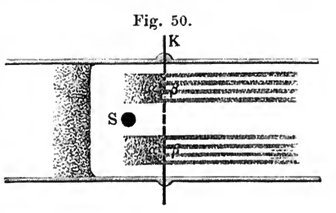


und verlängern sich mit wachsender Verdünnung des Gasinhaltes, bis schließlich die Gefäßwände ihnen eine Grenze setzen. Dort, wo sie auf das Glas auftreffen, erregen sie eine gelbe oder mehr gelbgrüne Fluoreszenz. Durch einen schwachen Magneten werden sie nicht abgelenkt.

Daß die Kanalstrahlen aus Teilchen bestehen, die zur Kathode wandern und, falls letztere durchbrochen ist, darüber hinaus wandern, geht aus einer Reihe von Versuchen von Villard und A. Wehnelt hervor. Bringt man nämlich vor die durchbrochene Kathode einen Draht S (Fig. 50), so zeigt sich sowohl in der ersten Kathodenschicht α als auch im Gange der Kanalstrahlen β ein dem Körper entsprechender, etwas vergrößerter Schatten.

Die Tatsache, daß die Kanalstrahlen zur Kathode wandern, legt den Schluß nahe, daß sie aus positiv geladenen Teilchen, positiven Elektronen, bestehen. Von W. Wien, Ewers und Villard sind Versuche angestellt worden, um — analog den Experimenten von Perrin (S. 38) — mit Hilfe eines Faradayschen Zylinders diese positiven Ladungen nachzuweisen. Tatsächlich zeigt

Fig. 50.



derselbe unter gewissen Umständen eine positive Ladung; aber in der Deutung dieser Resultate weichen die Ansichten der einzelnen Forscher voneinander ab. Während nämlich Wien und Ewers den Kanalstrahlen diese positiven Ladungen zuschreiben, glaubt Villard, daß wir es hier mit einer sekundären Erscheinung zu tun haben, die von der verschiedenen Wanderungsgeschwindigkeit der positiven und negativen Ionen herrührt. Zugunsten dieser letzteren Ansicht spricht, daß das Elektroskop nicht sofort beim Auftreffen der Kanalstrahlen sich lädt, sondern erst eine gewisse Zeit nachher; ja wenn die Entladung nur kurze Zeit andauert, so tritt sogar die positive Ladung erst auf, nachdem der Strom unterbrochen ist. Da Kanalstrahlen das durchsetzte Gas ionisieren, so ist vielleicht die Leitfähigkeit des das Elektroskop umgebenden Gases so groß, daß sich keine nennenswerten Elektrizitätsmengen ansammeln können.

Daß aber tatsächlich Kanalstrahlen aus positiven Ionen bestehen, geht aus einer Reihe von Versuchen von W. Wien hervor, der nachwies, daß sie im elektrostatischen Felde von der negativen Elektrode angezogen werden, also sich gerade entgegengesetzt wie Kathodenstrahlen verhalten. Auch durch ein magnetisches Feld, aber nur wenn dasselbe sehr intensiv ist, werden sie abgelenkt, und zwar ebenfalls in entgegengesetzter Richtung wie die Kathodenstrahlen.

Das Verhältnis e/m ist für Kanalstrahlen von W. Wien nach Methoden, die den bei Kathodenstrahlen angewandten analog waren, und zwar aus der magnetischen Ablenkung und Potentialdifferenz (S. 64) sowie aus der elektrostatischen und magnetischen Ablenkung (S. 64) bestimmt worden. Hierbei treten aber besondere Erscheinungen auf, deren Deutung der Theorie bisher große Schwierigkeiten bereitet hat. Während nämlich ein homogener Kathodenstrahl durch ein Magnetfeld nur abgelenkt und nicht auseinander gezogen wird, erfährt ein Kanalstrahlbündel selbst bei konstanter Spannung zwischen Kathode und Anode eine außerordentlich verschiedene Ablenkung. Die Fluoreszenz des Glases, welche von den Kanalstrahlen im Magnetfelde erregt wird, wird ganz auseinander gezogen, während ein Maximum der Helligkeit des Fluoreszenzlichtes deutlich unterscheidbar bleibt und einer Ablenkung von ganz bestimmter Größe entspricht. Die Fluoreszenz des Glases wird mehr von den magnetisch ablenkbaren Strahlen erregt, während die des Gases vorzugsweise von wenig ablenkbaren herrührt. Dabei bleibt ferner ein zentrales Bündel, das keine Ablenkung zeigt. Aus diesen Beobachtungen muß man schließen, daß das Verhältnis e/m sehr verschieden ist, daß also eine kontinuierliche Reihe von positiven Ionen vorhanden sein muß, deren Ablenkung bis zum Wert 0 sinkt.

Für die am stärksten ablenkbaren Strahlen wurde für das Verhältnis e/m der Wert 9000 gefunden, eine Zahl, die nahezu übereinstimmt mit der spezifischen Ladung (d. h. e/m) 10000, wie sie sich aus der Elektrolyse für den Wasserstoff ergibt. Da sich diese Zahl merkwürdigerweise nicht nur in Wasserstoff, sondern auch in Sauerstoff ergab, und es nahe lag, daß in dem Beobachtungsrohre noch Spuren Wasserstoff enthalten gewesen seien, so hat Wien in einer besonderen Arbeit, in welcher der Reinigung der Gase außergewöhnliche Sorgfalt gewidmet wurde,

e/m nochmals bestimmt. Die erhaltenen Resultate sind nicht ganz durchsichtig. Bei mehreren Beobachtungen ergab sich für den größten Wert des Verhältnisses e/m in Sauerstoff die Zahl 470, während bei einer Beobachtung das lange an die Dunkelheit gewöhnte Auge noch die Fluoreszenz von Elektronen erkennen konnte, deren spezifische Ladung 9000 betrug. Als der Sauerstoff nochmals sorgfältig gereinigt wurde, wurde für die maximale Ablenkung der Strahlen im Maximum 750 erhalten, eine Zahl, die ungefähr übereinstimmt mit der aus der Elektrolyse für O gewonnenen; dann kamen aber wieder Beobachtungen vor, wo man mit großer Anstrengung stärker ablenkbare Strahlen wahrnehmen konnte, deren spezifische Ladung wieder 9000 betrug. In Wasserstoff wurde die Zahl 9530 erhalten.

Die Versuche scheinen also darauf hinzudeuten, daß der Maximalwert von e/m bei Sauerstoff etwa 700 und bei Wasserstoff ungefähr 9000 beträgt, und daß sich daher keine positiven Elektronen mit größerer spezifischer Ladung, als sie das geladene Ion eines Elektrolyten hat, ausbilden. Die Spuren von solchen beim Sauerstoff sind vielleicht auf Wasserstoffreste zurückzuführen. Jedenfalls ist das Verhältnis e/m bei den positiven Ionen sehr viel kleiner als bei den negativen Elektronen, und ist ihre Geschwindigkeit viel kleiner. Im Gegensatz zu der negativen Elektrizität haftet daher die positive Elektrizität immer an Atomen und Atomkomplexen.

Große Schwierigkeiten bereitet die Erklärung der weniger ablenkbaren positiven Ionen. Nehmen wir an, daß die Ladung stets eine konstante ist, die sich nicht weiter teilen läßt — und hierfür sprechen die Versuche bei den Kathodenstrahlen —, so könnte die kontinuierliche Verschiedenheit der spezifischen Ladung nur durch Veränderung ihrer Masse, also durch Zusammenfügen einer größeren Anzahl von ungeladenen Molekülen, zu einem durch Abspalten eines negativen Elektrons positiv geladenen erklärt werden.

Möglicherweise sind die negativen Elektronen noch viel kleiner, als bisher angenommen wurde. Dann könnten die Moleküle durch die Aufnahme einer verschiedenen Anzahl negativer Elektronen verschiedene spezifische Ladung besitzen.

Ob eine dieser beiden Annahmen den Tatsachen gerecht wird, oder ob die verschiedene Ablenkbarkeit auf andere Ur-

sachen zurückgeführt werden muß, kann erst die Zukunft entscheiden.

Auch das Radium sendet Strahlen aus, die den Kanalstrahlen entsprechen, es sind dies die sogenannten α-Strahlen. Ihre spezifische Ladung hat eine Größe, wie sie dem geladenen Heliumatom zukommen würde; dabei haben sie aber viel größere Geschwindigkeit, als wir sie mit den uns zu Gebote stehenden elektrischen Kräften bei Kanalstrahlen erreichen können. Aus diesem Grunde durchdringen sie auch sonst für Gase undurchlässige Hüllen. Es erscheint nicht ausgeschlossen, daß die α-Strahlen selbst aus Helium bestehen.

Auf die übrigen Eigenschaften der Kanalstrahlen soll hier nur kurz eingegangen werden. Daß sie das durchstrahlte Gas ionisieren, ist bereits erwähnt worden. Die von ihnen erregte Fluoreszenz ist nach A. Arnold und G. C. Schmidt in den meisten Fällen identisch mit der durch Kathodenstrahlen erregten; so leuchtet die feste Lösung $CaSO_4 + xMnSO_4$ grün, $MgSO_4 + xMnSO_4$ rot, $CdSO_4 + xMnSO_4$ intensiv gelb (s. S. 96). Nach kurzer Zeit hört das Leuchten auf, und erst wenn man durch Schütteln wieder neue, noch nicht bestrahlte Substanz an die Oberfläche bringt, tritt das intensive Fluoreszenzlicht wieder auf. In einigen Fällen ist das Spektrum des Fluoreszenzlichtes abhängig von dem Gasinhalte. Dies deutet darauf hin, daß chemische Prozesse hierbei eine Rolle spielen. Bei einer Reihe von Körpern kann man dies auch chemisch direkt nachweisen. So wird Eisenchlorid in Wasserstoff reduziert, ebenso Quecksilberchlorid usw.; in Sauerstoff wirken die Kanalstrahlen auf diese beiden Körper nicht ein. Die unedlen Metalle, wie Kupfer, Zink usw., werden in Sauerstoff oder atmosphärischer Luft oxydiert, in Wasserstoff werden die Oxyde wieder reduziert. Die Einwirkung der Kanalstrahlen ist keine direkte, vielmehr zersetzen sie das Gas, welches nun in statu nascendi außerordentlich chemisch wirksam ist. Die typische Reaktion ist die Zersetzung von Chlornatrium und anderen natriumhaltigen Verbindungen; hierbei tritt hell die D-Linie auf, ein Beweis, daß Natrium verdampft. Diese Erscheinung ist in jüngster Zeit von H. Rau eingehend untersucht worden. Das Gesetz der Absorption der Kanalstrahlen ist wahrscheinlich ähnlich dem bei den Kathodenstrahlen geltenden; näher untersucht ist es noch nicht, doch breiten sie sich, wie die Kathodenstrahlen, viel weiter

in Wasserstoff aus als in Stickstoff, Sauerstoff usw. und legen sie, wie Ewers fand, eine um so größere Strecke zurück, je kleiner die Gasdichte ist.

Die Kanalstrahlen zeigen, wie Herr J. Stark gefunden, sehr ausgeprägt den Doppler-Effekt und zwar ausschließlich die positiven Ionen, während die wohl als neutral zu betrachtenden nicht ablenkbaren Teilchen keine Verschiebung der Linien zeigen.

Besonders intensive positive Strahlen, „Anodenstrahlen", gehen, wie Gehrcke und Reichenheim fanden, von heißen Salzanoden aus. Natriumcarbonat, Chlornatrium, Lithiumchlorid und viele andere Salze geben intensive, charakteristisch gefärbte Anodenfackeln mit den Spektren der betreffenden Metalle; die Linien sind sehr scharf und scheinen mit den in Bunsenflammen erhaltenen übereinzustimmen. Unwirksam sind dagegen die Oxyde der Erdalkalien, welche nach Wehnelt die Emission negativer Elektronen aus der Kathode vermitteln.

Wo Kathodenstrahlen auftreten, werden Röntgenstrahlen erregt; bei Kanalstrahlen hat man ähnliche sekundäre Strahlen noch nicht beobachtet.

Achtzehntes Kapitel.

Schluß.

In den vorhergehenden Kapiteln haben wir auseinandergesetzt, wie die Eigenschaften der Kathodenstrahlen uns zu dem Begriff des Elektrons geführt haben. Derselbe hat sich außerordentlich fruchtbar erwiesen und die Zahl der Physiker, welche alle elektrischen und optischen, ja sogar die mechanischen Erscheinungen auf ihn zurückführen, ist nicht klein. Handelt es sich hierbei auch zunächst noch um Versuche, so mögen dieselben hier noch kurz angedeutet werden, um zu zeigen, wie große Dienste das Elektron bereits geleistet hat.

Die Eigenschaften der Kathodenstrahlen haben uns zu dem Elektron geführt; daß man jetzt umgekehrt alle Eigenschaften der Kathodenstrahlen mit Hilfe dieses Begriffes einheitlich zusammenfassen kann, bedarf wohl kaum der Erwähnung.

Die Kathodenstrahlen, also die negativen Elektronen, transportieren die Elektrizität von der Kathode zur Anode, während die positiven Ionen den entgegengesetzten Weg einschlagen. Diese Wanderung der Ionen, welche die so mannigfachen Erscheinungen in verdünnten Gasen hervorruft, muß auch die Ursache der Erscheinungen sein, welche auftreten, wenn die Elektroden durch unter höherem Druck stehende Gase voneinander getrennt sind, d. h. bei Funkenentladungen. Auch hier sind es hauptsächlich die schneller wandernden negativen Elektronen, welche die Elektrizität von einer Elektrode zur anderen überführen.

Wird die Stromstärke größer, so tritt ein Flammenbogen auf; auch hier vermögen wir das Spiel der Elektronen zu verfolgen und dadurch uns die Erscheinungen verständlich zu machen.

Die Strahlen, welche die sogenannten radioaktiven Substanzen, wie Radium, Uran, Thor usw., aussenden, sind im wesentlichen identisch mit den Kanal-, Röntgen- und Kathodenstrahlen; diese Substanzen senden fortdauernd Elektronen aus, während gleichzeitig das Molekül zerfällt. Die Entdeckung von Rutherford und Soddy über die fortwährende Umwandlung von Thor, daß das Radium ein Produkt aus dem Uran selbst ist usw., vor allem der Nachweis, daß Radium fortdauernd Wärme abgibt und schließlich in Helium zerfällt (Ramsay und Soddy), gehören zu den wichtigsten Entdeckungen aller Zeiten. Nach neueren Versuchen scheinen sogar alle Metalle, wenn auch in viel geringerem Grade als die eben erwähnten, Elektronen abzuspalten.

Daß in der Luft Elektrizität sich anhäufen kann, geht aus der Erscheinung des Blitzes hervor, dessen elektrische Natur durch Franklin zuerst festgestellt wurde. Weitere Versuche haben ergeben, daß nicht nur beim Gewitter, sondern fortdauernd Elektrizität in der Atmosphäre angehäuft ist, deren Mengen und Vorzeichen stündlich und täglich Änderungen unterworfen sind. Namentlich von Elster und Geitel, ferner von H. Ebert, Gerdien u. a. sind die hierbei auftretenden Erscheinungen auf die Elektronen zurückgeführt worden. Die letzteren verdanken ihren Ursprung wohl verschiedenen Ursachen. Durch die Bestrahlung der Erde durch die Sonne werden, wie bei den Versuchen von Hertz und Hallwachs (S. 80), Elektronen frei, andererseits befinden sich im Erdboden radioaktive Substanzen, welche die Bodenluft ionisieren, die bei ihrem Entweichen der

atmosphärischen Luft die Elektronen zuführt, und schließlich wird die Luft namentlich in den höheren Schichten, wohl direkt durch das ultraviolette Licht der Sonne, ionisiert. So ist also überall, wo Elektrizität in Gasen überströmt, der Träger derselben das Elektron.

Auf ein anderes Gebiet haben die neuen Theorien Licht geworfen, nämlich auf die Elektrizitätsleitung der Metalle, die heutzutage vielfach auf eine Wanderung der negativen Elektronen zurückgeführt wird (Lorentz, Drude). Daß bei der Elektrolyse das Faradaysche Gesetz uns zu dem an das Atom gebundenen Elektron führt, ist eingehend in den früheren Kapiteln geschildert worden.

Aber nicht nur in der Elektrizität, sondern ebenso in der Optik scheint das Elektron der Träger der Erscheinungen zu sein. Die schöne Entdeckung von Zeeman verdankt ihre Deutung der Elektronentheorie, und die Anschauung, daß überall, wo ein Körper Licht ausstrahlt, das mit dem Atom verbundene schwingende Elektron die Wellen erregt, ist die allgemein herrschende.

Daß man versucht hat, auch die Mechanik der Elektrizitätslehre unterzuordnen, ist bereits S. 98 erwähnt worden. Allerdings besteht hier noch die Schwierigkeit, daß es nicht gelungen ist, auch für die positive Elektrizität ein Elementarquantum nachzuweisen, das nur scheinbare Masse besitzt, und die bis jetzt ganz isoliert dastehende Gravitation mit anderen Kräften in Zusammenhang zu bringen.

Wie die Zukunft auch diese Fragen entscheiden mag, läßt sich vorläufig nicht übersehen; aber in der Elektrizitätslehre und Optik treffen wir jedenfalls überall auf das Elektron. Es ist in diesen Gebieten die letzte Realität. Das Wort von Crookes: Ich glaube, daß die größten wissenschaftlichen Probleme der Zukunft in diesem Grenzlande (der strahlenden Materie) ihre Lösung finden werden, hat sich jetzt schon zum Teil erfüllt. Der große englische Naturforscher hat sich durch seine Hypothese als ein Seher erwiesen, nicht nur, weil er in den Kathodenstrahlen mehr sah als alle seine Zeitgenossen, sondern auch dadurch, daß er die Entwickelung der Naturwissenschaft voraussah. Sein Traum ist Wahrheit geworden.

Literaturübersicht.

Kapitel I.

Newton: Optics. London 1704.
Huygens: Traité de la lumière. Leyden 1670. Ostwalds Klassiker Nr. 20.
Fresnel: Oeuvres **1**, Paris.
Neumann, F.: Vorlesungen über theoretische Optik. Leipzig 1885.
Maxwell: Treatise on Electricity and Magnetism. Oxford 1881, II, p. 220; Phil. Trans. **155**, 1864; Scientific papers **1**, 526, 1890.
Lord Kelvin: Trans. R. Soc. Edinburgh **21**, 57, 1854; Phil. Mag. **26**, 414, 1888; **3**, 257, 1902.
Graetz: Wied. Ann. **25**, 165, 1888.
Hertz: Wied. Ann. **34**, 551, 610, 1888; **36**, 1, 769, 1889; Ges. Werke **2**, 115—198. Leipzig 1894.

Kapitel II.

G. Wiedemann und Franz: Pogg. Ann. **89**, 497, 1853.
Faraday: Phil. Trans. 1834, S. 77; Pogg. Ann. **33**, 301, 1834.
Clausius: Pogg. Ann. **101**, 308, 1887.

Kapitel III.

Kahlbaum, G. W. A.: Zeitschr. phys. chem. Unterr. **8**, 90, 1895.
Goldstein: Phys. Zeitschr. **3**, 153, 1902.
Hittorf: Wied. Ann. **7**, 559, 1879.
Villard: Compt. rend. **126**, 1413, 1898.

Kapitel IV.

E. Wiedemann und G. C. Schmidt: Wied. Ann. **57**, 454, 1896.
Plücker: Pogg. Ann. **105**, 70, 1858; **107**, 110, 1859; **113**, 251, 1861.
Hittorf: Pogg. Ann. **136**, 1, 1869.
Crookes: Strahlende Materie oder der vierte Aggregatzustand. Vortrag. 4. Aufl. Leipzig 1894.
Hertz: Wied. Ann. **45**, 28, 1892.
Wiedemann, E. und H. Ebert: Sitzungsber. phys. med. Soc. Erlangen 1891.

Goldstein: Über eine neue Form elektrischer Abstoßung. Berlin, Springer, 1880; Sitzungsber. Akad. Wiss. Berlin 1876.
Röntgen: Wied. Ann. **64**, 1, 12, 18, 1898.

Kapitel V.

Goldstein, E. Wiedemann, Hertz usw.: Literatur über die Äthertheorien, s. G. Wiedemann: Lehre von der Elektrizität **4**, 576 u. f. Braunschweig, Fr. Vieweg u. Sohn, 1885.
Hertz, vgl. O. Lehmann: Die elektrischen Lichterscheinungen, S. 543. Halle 1898.
Jaumann: Wied. Ann. **57**, 147, 1896.
Poincaré und Jaumann: Compt. rend. **121**, 792; **122**, 74, 76, 517, 988, 990, 1896.
Helmholtz, Hertz: Ges. Werke, Einleitung, S. XXV. Leipzig 1895.
Hittorf: Pogg. Ann. **136**, 1 u. 197, 1869; Wied. Ann. **7**, 553; **20**, 705; **21**, 90, 1883.
Crookes: Siehe Kap. IV.
Tesla: Untersuchungen über Mehrphasenströme. Deutsch v. H. Maser. Halle 1895, S. 197.
Schuster: Proc. Roy. Soc. **47**, 557, 1890.
Voller: Verh. naturw. Vereins. Hamburg 1880.
Giese: Wied. Ann. **17**, 537, 1882.
Arrhenius: Wied. Ann. **32**, 545, 1887; **33**, 638, 1888; **42**, 18, 1891.
Arons: Verh. Berl. Phys. Ges. **11**, 6.
Crookes: Chem. News **63**, 53, 68, 77, 89, 112, 1891.
Wiedemann, E. und G. C. Schmidt: Wied. Ann. **57**, 458, 1896.
Perrot: Ann. chim. et phys. [3] **61**, 161, 1861.
Lüdeking: Phil. Mag. [5] **33**, 521, 1892.
J. J. Thomson: Proc. Roy. Soc. **53**, 90, 1893.

Kapitel VI.

Crookes l. c.
Wiedemann, E. und H. Ebert: Wied. Ann. **46**, 159, 1892.
Goldstein: Verh. Berl. Phys. Ges. **11**, 8.
Perrin: Compt. rend. **121**, 1130, 1895.
Leininger: Diss. Würzburg 1902.
J. J. Thomson: Proc. Cambridge Phil. Soc. **11**, 243, 1897.
Wien, W.: Verh. Phys. Ges. Berlin **16**, 165, 1867.
Lenard: Wied. Ann. **64**, 279, 1898.

Kapitel VII.

Wiedemann, E.: Wied. Ann. **10**, 202, 1880; **20**, 758, 1883.
Graham: Wied. Ann. **64**, 49, 1898.
Wiedemann, G.: Pogg. Ann. **158**, 57, 1876.
Naccari und Bellati: Atti del Ist. Venet. [5] **4**, 1, 1878.

Wood, R. W.: Wied. Ann. 59, 238, 1896.
Wiedemann, E.: Wied. Ann. 6, 298, 1879.
Hittorf: Wied. Ann. 7, 553, 1879.
Hasselberg: Mém. de St. Petersb. 27, 1879.
Mebius: Wied. Ann. 54, 520, 1895.
Herz: Wied. Ann. 54, 244, 1895.
Wiedemann, E. und G. C. Schmidt: Wied. Ann. 66, 1898.
Schwienhorst, H.: Diss. Göttingen 1903, S. 15.
Warburg: Wied. Ann. 31, 545, 1887; 40, 1, 1890; 45, 1, 1892.
Mey: Drud. Ann. 11, 145, 1903.
Defregger: Drud. Ann. 12, 662, 1903.
Hehl: Diss. Erlangen 1902.
Wehnelt: Drud. Ann. 10, 542, 1903.
J. Stark siehe J. Stark: Die Elektrizität in Gasen. Leipzig 1902.

Kapitel VIII.

Goldstein: Über eine neue Form elektrischer Abstoßung. Berlin, Springer, 1880; Sitzungsber. Akad. Wiss. Berlin 1876.
Hertz: Wied. Ann. 19, 809, 1883.
Jaumann: Wied. Ann. 59, 262, 1896.
Perrin: Ann. chim. et phys. [7] 11, 503, 1897.
Thomson, J. J.: Phil. Mag. [5] 44, 293, 1897.
Kaufmann und Aschkinass: Wied. Ann. 62, 588, 1897.
Lenard: Wied. Ann. 64, 279, 1898.
Wien, W.: Wied. Ann. 65, 440, 1898.

Kapitel IX.

Plücker: Pogg. Ann. 107, 77, 1859; 113, 249, 1861; 116, 27, 1862.
Hittorf: Pogg. Ann. 136, 1 u. 197, 1869.
Kaufmann: Wied. Ann. 61, 544, 1897.
Prout, H. Thomson, Berzelius, Stas, Mendelejeff, Lothar Meyer: Literatur siehe Ostwald, Lehrb. d. allg. Chemie, S. 126 bis 138. Leipzig, Engelmann, 1891.
Thomson, J. J.: Phil. Mag. 44, 293, 1897.
Wiechert: Sitzungsber. Phys.-ökonomisch. Ges. Königsberg, 7. Jan. 1897.

Kapitel X.

Schuster: Proc. Roy. Soc. 47, 557, 1890.
Thomson, J. J.: Phil. Mag. 44, 293, 1897.
Des Coudres: Verh. Phys. Ges. Berlin 14, 86, 1895.
Wiechert: Wied. Ann. 69, 739, 1899.

Kapitel XI.

Sellmeier: Pogg. Ann. 145, 399, 520, 1872; 147, 386, 525, 1872.
Helmholtz, H. v.: Pogg. Ann. 154, 582, 1874.

Zeeman: Comm. from the lab. of Physics. Leyden, Nr. 33, 1896; Beibl. **21**, 138, 765, 766, 1897; Phil. Mag. **44**, 55, 1897; Compt. rend. **124**, 1444, 1897.
Siertsema: Comm. from the lab. of Physics. Leyden, Nr. 82, 1902.

Kapitel XII.

Wehnelt, A.: Erlanger Ber. 1903, S. 150; Ann. d. Phys. **14**, 423, 1904; Physik. Zeitschr. **5**, 680, 1904; Zeitschr. f. d. physik. u. chem. Unters. **18**, 193, 1905; Phil. Mag. 1905, S. 80; Physik. Zeitschr. **6**, 609, 1905; Sitzungsber. physik.-mediz. Sozietät Erlangen 1905, S. 264 bis 269.
Simon, S.: Wied. Ann. **69**, 589, 1899.
Thomson, J. J.: Phil. Mag. **48**, 547, 1899.
Lenard: Wien. Ann. **64**, 279, 1898.
Hertz: Wied. Ann. **31**, 543, 1887.
Wiedemann, E. und H. Ebert: Wied. Ann. **33**, 241, 1888.
Hallwachs: Wied. Ann. **33**, 301, 1888.
Lenard: Wied. Ann. **37**, 443, 1889; Drud. Ann. **2**, 359, 1900.
Thomson, J. J.: Phil. Mag. **48**, 547, 1899.
Becquerel, H.: Rapports presentés au Congrès internat. de Physique III, p. 47, 1900.

Kapitel XIII.

Thomson, J. J.: Phil. Mag. **46**, 528, 1898; **48**, 547, 1899.
Wilson, C. T. R.: Proc. Cambridge Phil. Soc. IX, p. 333, 1897; Phil. Trans. p. 265, 1897.
Rutherford: Phil. Mag. **44**, 422, 1897; Proc. Cambridge Phil. Soc. IX, p. 401, 1898.
Seitz: Ann. d. Phys. **8**, 234, 1902.
Reiger: Ann. d. Phys. **17**, 935, 947, 1905.
Becker: Ann. d. Phys. **17**, 381, 1905.

Kapitel XIV.

Kaufmann: Götting. Nachr. Nov. 1891; 1903, S. 90 u. 148.
Abraham: Drud. Ann. **10**, 106, 1903.
Helmholtz: Vorträge u. Reden, Bd. II. Braunschweig, Friedr. Vieweg u. Sohn.

Kapitel XV.

Crookes, W., Lecoq de Boisbaudran: Zahlreiche Abhandlungen in Compt. rend. **103**, **104**, **105**, **106** und Nature und Chem. News 1887—1889.
Lenard u. Klatt: Wied. Ann. **38**, 90, 1889.
Becquerel: Compt. rend. **101**, 209, 1885.
Wiedemann, E. u. G. C. Schmidt: Wied. Ann. **54**, 618; **56**, 204, 1895.
Schmidt, G. C.: Wied. Ann. **61**, 622, 1904.
Bose: Phys. Zeitschr. **5**, 329, 1904.

Rose, H.: Pogg. Ann. 120, 1, 1863.
Giesel: Chem. Ber. 30, 156, 1897.
Bunsen und Kirchhoff: Pogg. Ann. 113, 345, 1861.
Goldstein: Wied. Ann. 56, 371, 1895; 60, 491, 1897.
Abegg: Wied. Ann. 62, 425, 1897.
Elster und Geitel: Wied. Ann. 59, 437, 1896; 62, 599, 1897.
Wiedemann, E. und G. C. Schmidt: Wied. Ann. 64, 78, 1898.
Goldstein, E.: Chem. Ber. 36, 1976, 1903.
Wöhler, L. und H. Kasanowski: Zeitschr. anorg. Chem. 47, 353, 1905.
Siedentopf: Ber. D. Phys. Ges. 3, 268, 1905.
Lenard, H.: Wied. Ann. 65, 504, 1898.

Kapitel XVI.

Austin und Starke: Drud. Ann. 9, 271, 1902.
Campbell Swinton: Proc. Roy. Soc. 64, 371, 1899.
Starke: Wied. Ann. 66, 49, 1898; Drud. Ann. 3, 75, 1900.
Gehrcke: Drud. Ann. 1, 81, 1903.
Merritt: Phys. Rev. 7, 217, 1898.
Crookes: Phil. Trans. 1879, p. 150.
Goldstein: Monatsber. Berl. Akad. 1880, S. 87.
Becker, Ann. d. Phys. 12, 124, 1903.
Becquerel: Compt. rend. 136, 1173, 1903.
Lenard: Wied. Ann. 51, 225, 1904; 56, 225, 1895; Drud. Ann. 12, 714, 1903.
Leithäuser: Sitzungsber. Berl. Akad., März 1903; Ann. d. Phys. 15, 283, 1904.
Des Coudres: Phys. Zeitschr. 4, 140, 1903.
Seitz: Ann. d. Phys. 12, 860, 1903.
Thomson, J. J.: Phil. Mag. 44, 293, 1897.
Lenard: Drud. Ann. 12, 285, 1903.
Becker: Ann. d. Phys. 17, 381, 1905.
Wien: Drud. Ann. 6, 501, 1901.
Lord Kelvin: Phil. Mag. 34, 15, 1887; 49, 257, 1902.
Wiedemann, E. und H. Ebert: Erlanger Ber. 1896.
Birkeland: Compt. rend. 123, 92, 1897.
Strutt: Phil. Mag. 48, 478, 1899.
J. Ritter von Geitler: Wied. Ann. 65, 123, 1898.
Goldstein: Wied. Ann. 15, 254, 1882.
Wehnelt: Drud. Ann. 10, 542, 1903.

Kapitel XVII.

Goldstein: Ber. Akad. Wiss. Berlin, Juli 1881; Wied. Ann. 64, 38, 1898.
Wehnelt: Wied. Ann. 67, 423, 1898.
Wien, W.: Wied. Ann. 65, 440, 1898; Drud. Ann. 5, 421, 1901; 8, 245; 9, 660, 1902.

Ewers: Wied. Ann. **69**, 167, 1899.
Villard: Journ. de Phys. [3] **8**, 5 u. 140, 1899.
Arnold: Wied. Ann. **61**, 326, 1897.
Schmidt, G. C.: Drud. Ann. **9**, 703, 1903.
Rau, H.: Phys. Zeitschr. **7**, 422, 1906.
Stark, J.: Phys. Zeitschr. **6**, 892, 1905; **7**, 95, 1906.
Ewers: Wied. Ann. **69**, 167, 1899.
Gehrcke, E. und O. Reichenheim: Verh. D. Phys. Ges. **4**, 563, 1906.

Kapitel XVIII.

Rutherford und Soddy: Journ. Chem. Soc. **81**, 321, 837, 1902; Phil. Mag. **5**, 441, 445, 561, 576, 1903.
Ramsay und Soddy: Beibl. **28**, 58, 1904.
Elster und Geitel: Zahlreiche Abhandlungen in der Phys. Zeitschr.
Ebert: Die atmosphärische Elektrizität auf Grund der Elektronentheorie. Actes Soc. helv. Sciences nat. Genève 1902.
Drude: Drud. Ann. **7**, 687, 1902.
Lorentz: Elektrot. Zeitschr. 1905.

Einige wichtige zusammenfassende Darstellungen über Kathodenstrahlen und Elektronen:

Wien, W.: Über Elektronen. Vortrag, geh. vor der Gesellschaft D. Naturf. u. Ärzte 1905. Leipzig, F. Vogel, 1906. 18 S.
Lorentz, H. F.: Ergebnisse und Probleme der Elektronentheorie. Berlin, J. Springer, 1906. 59 S.
Lenard, P.: Über Kathodenstrahlen. Nobel-Vorlesung. Leipzig, J. A. Barth, 1906. 44 S.

Einige wichtige Bücher über Elektronen:

Stark, J.: Die Elektrizität in Gasen XXVIII u. 509 ff. Leipzig, J. A. Barth, 1902.
Rutherford, E.: Die Radioaktivität, unter Mitwirkung des Verf. ergänzte deutsche Ausgabe von E. Aschkinass, VIII u. 597 ff. Berlin, J. Springer, 1907.
Thomson, J. J.: Conduction of Electricity through Gases. Second Edition 678 ff. Cambridge, University Press 1906.

